

Vorbereitung und Durchführung von dreikomponentigen Magnetfeldmessungen mit dem Göttinger Bohrloch Magnetometer

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr.rer.nat.)
genehmigte
Dissertation

von Christopher Virgil
aus Braunschweig

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Referent: Prof. Dr. Andreas Hördt
2. Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier
eingereicht am: 05.10.2011
mündliche Prüfung (Disputation) am: 30.11.2011

Druckjahr 2012

Vorveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik, vertreten durch den Mentor / den Betreuer der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen

Stoll, J. und Virgil, C., 2009. Attitude Algorithm Utilised in Mobile Geophysical Measuring Systems, in Protokoll über das 23. Schmucker-Weidelt-Kolloquium für Elektromagnetische Tiefenforschung.

Virgil, C., Hördt, A., Klein, T., Kück, J., Leven, M. und Steveling, E. 2010. High-Precision Orientation of Three-Component Magnetic Downhole Logs. Scientific Drilling, 9, 37-40.

Virgil, C., Hördt, A., Leven, M., Steveling, E., Kück, J. und Dietze, F. 2011. Three-component magnetic logging in the Outokumpu Deep Drill Hole. Geological Survey of Finland, Special Paper 51, 119-132.

Tagungsbeiträge

Virgil, C., Hördt, A., Klein, T., Leven, M. und Steveling, E. 2008. Three-Component Magnetic Logging in the Outokumpu Borehole, Jahrestagung der "American Geophysical Union" (AGU), Poster.

Virgil, C., Hördt, A., Leven, M., Steveling, E. und Kück J. 2009. Three component magnetic logging in the Outokumpu Deep Borehole, Workshop "Outokumpu Deep Drilling Project", Vortrag.

Virgil, C., Hördt, A., Klein, T., Leven, M., Steveling, E. und Kück J. 2009. Three-Component Magnetic Logging in the Outokumpu Borehole. Jahrestagung der "European Geosciences Union" (EGU), Poster.

Virgil, C., Hördt, A., Klein, T., Leven, M., Steveling, E. und Kück J. 2009. Dreikomponentige Bohrlochmagnetik in der Tiefbohrung Outokumpu/Finnland, Jahrestagung der

”Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft” (DGG), Vortrag.

Virgil, C. und Hördt, A. 2010. Interpretation von dreikomponentigen Bohrlochmagnetometerdaten, Jahrestagung der ”Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft” (DGG), Vortrag.

Virgil, C., Ehmann, S., Hördt, A., Leven, M. und Steveling, E. 2010. Interpretation of Three-Component Borehole Magnetic Data, measured with the ”Göttinger Bohrloch Magnetometer” in the Outokumpu Deep Drill Hole, Jahrestagung der ”American Geophysical Union” (AGU), Vortrag.

Virgil, C., Ehmann, S., Hördt, A., Leven, M. und Steveling, E. 2011. Integrierte Interpretation von dreikomponentigen Bohrlochmagnetikdaten und Seismik aus der Tiefbohrung Outokumpu/Finnland, Jahrestagung der ”Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft” (DGG), Vortrag.

Inhaltsverzeichnis

Voreröffentlichungen der Dissertation	3
Zusammenfassung	9
1 Einleitung	11
2 Technischer und geologischer Hintergrund	15
2.1 Entwicklung der dreikomponentigen Bohrlochmagnetik	15
2.2 Stand der Technik	16
2.3 Das Göttinger Bohrloch Magnetometer (GBM)	18
2.3.1 Magnetfeldsensoren	19
2.3.2 Faseroptischer Kreisel	21
2.4 Das Outokumpu-Tiefbohr-Projekt	22
2.4.1 Lithologie der Bohrung	25
3 Vorbereitungen	27
3.1 Kalibriermessungen	27
3.1.1 Kalibrierung der Magnetfeldsensoren mit dem Braunbek-Spulen-System	27
3.1.2 Kalibrierung der Magnetfeldsensoren nach dem Auster-Prinzip . .	29
3.1.3 Bestimmung der Übertragungsfunktion der Magnetfeldsensoren .	29
3.1.4 Bestimmung der Schiefstellung der faseroptischen Kreisel untereinander	34
3.1.5 Bestimmung der Schiefstellung der faseroptischen Kreisel gegen das Magnetfeldsensoren-Triplet	35
3.1.6 Bestimmung der Temperaturdrift des ersetzten faseroptischen Kreisels	36
3.2 Aufbau und Kalibrierung der neuen Orientierungshilfe	39
3.2.1 Aufbau	39
3.2.2 Kalibrierung	40
4 Messungen in und an der Tiefbohrung Outokumpu	43
4.1 Basismagnetometermessungen	43
4.2 DGPS-Vermessung der Bohrung	44
4.3 GBM-Messungen in der Outokumpu-Bohrung	46
4.3.1 Abweichung vom Loggingplan	46
4.3.2 Beschreibung der GBM-Messungen	47

5	Datenverarbeitung und Reorientierungsprozedur	51
5.1	Verarbeitung der Rohdaten	51
5.2	Berücksichtigung der Kalibrierparameter	52
5.3	Reorientierung der Magnetfelddaten mittels Kreiseldaten	55
5.3.1	Berechnung der Rotationsmatrix	56
5.3.2	Bestimmung des Start- und Endpunktes der Messung	57
5.3.3	Berücksichtigung der Erdrotation	59
5.3.4	Faserkreisel Offset-Korrektur	60
5.4	Berechnung des Bohrlochverlaufs	63
5.5	Teufenkorrektur	69
5.6	Diskussion der Qualität der Reorientierung	72
5.6.1	Vergleich der reorientierten Messungen	73
5.6.2	Berechnung der Reproduzierbarkeit der Messungen	77
6	Berechnung der Magnetisierung	83
6.1	Methode nach Bosum und Weidelt	83
6.1.1	Bestimmung des Hintergrundfeldes	84
6.1.2	Berechnung der Gesteinsmagnetisierung	86
6.1.3	Berechnung der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM)	88
6.2	Berechnung der Magnetisierung mit numerischen 3D Simulationen	90
6.2.1	Parameterstudie der Auswirkung geometrischen Eigenschaften von elliptischen Zylinderscheiben auf die magnetische Anomalie	94
6.2.1.1	Bohrlochradius r_1	94
6.2.1.2	Außenradius r_2	96
6.2.1.3	Dezentralisierte Messung	98
6.2.1.4	Verhältnis der Halbachsen	99
6.2.1.5	Orientierung des elliptischen Zylinders	100
6.2.1.6	Geneigter Zylinder	101
6.2.1.7	Relevanz der Parameter	104
6.2.2	Numerische Modellierungen der magnetisierten Sektionen in der Outokumpu-Formation	105
6.2.2.1	Sektion A	108
6.2.2.2	Sektion B	112
6.2.2.3	Sektion C	116
6.2.3	Abschätzung der Genauigkeit der berechneten Magnetisierung	119
6.3	Vergleich der berechneten Magnetisierungen nach dem Bosum-Modell und der Simulationsergebnisse	121
6.4	Numerische Modellierungen zur Berechnung des regionalen Hintergrundes	123
7	Interpretation der Ergebnisse	133
7.1	Auswertung der Magnetisierungsvektoren der magnetisierten Sektionen der Outokumpu-Formation	133
7.2	Gemeinsame Interpretation mit Seismikdaten	137
7.3	Vergleich mit Kerndaten	139
7.3.1	Teufenkorrektur der Bohrkerne	140
7.3.2	Vergleich der Magnetisierung	140

7.3.3 Reorientierung der Bohrkerne	143
8 Diskussion und Ausblick	151
Literaturverzeichnis	155
A Anhang	161
A.1 Basismagnetometerdaten	161
A.2 Eigenschaften der GBM-Messungen	162
A.3 Vergleich zwischen Down- und Uplog	164
A.4 Vergleich der numerischen Simulation mit der analytischen Lösung . . .	168
A.5 Auswirkung der Variation der Simulationsparameter auf die numerischen Simulationen der magnetisierten Sektionen in der Outokumpu-Formation	170
A.6 Auswirkung einer Variation der Magnetisierungen auf die numerische Si- mulation der entfernten Störkörper	174
A.7 Televiewer Daten	177
A.8 Untersuchung der Dipolquellen im Bereich 80 m bis 305 m	179
A.9 Mathematische Formulierungen	181
A.9.1 Fehlerfortpflanzung	181
Danksagung	183

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Vorbereitungen, die Durchführung und die Auswertung von dreikomponentigen Bohrlochmagnetikmessungen präsentiert. Die Messungen wurden mit dem "Göttinger Bohrloch Magnetometer" (GBM) in der Outokumpu-Tiefbohrung (R2500) in Finnland durchgeführt. In dieser Bohrung wurde bis zu einer Tiefe von 1440 m der Vektor des Magnetfeldes gemessen und daraus die Magnetisierung des durchbohrten Gesteins bestimmt. Von besonderem Interesse ist hierbei die sogenannte Outokumpu-Formation, welche durch Magnetit- und Pyrrhotineinlagerungen eine starke magnetische Anomalie erzeugt.

Das GBM zeichnet sich gegenüber anderen Bohrlochmagnetiksonden durch die Verwendung von drei faseroptischen Kreiseln (FOG) aus, welche die Rotation der Sonde um drei orthogonale Achsen erfassen. Mit Hilfe dieser Daten können die Magnetfeldmessungen aus dem sondeninternen Koordinatensystem auf das geografische Referenzsystem reorientiert werden. Insgesamt wurden mit dem GBM sieben Messungen in der Outokumpu-Bohrung durchgeführt. Die Genauigkeit der Messungen und der Reorientierung kann durch einen Vergleich dieser Messungen untereinander zu 0.8° in der Deklination und 0.08° in der Inklinatation angegeben werden. Um diese Genauigkeit zu erreichen, waren diverse Kalibriermessungen und die Entwicklung neuer Software für die Datenaufbereitung nötig.

Mit Hilfe der dreikomponentigen Magnetfeldmessungen wurde unter Verwendung numerischer Modelle der Vektor der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) der durchbohrten Schichten zwischen 1300 m und 1440 m berechnet. Die Genauigkeit hierbei ist 6° in der Inklinatation und 12° in der Deklination. Auch die geometrische Ausdehnung und Orientierung dieser Schichten konnten abgeschätzt werden. In Verbindung mit dem Vektor der remanenten Magnetisierung und dem paläomagnetischen Feldvektor zum Zeitpunkt der Magnetisierung kann somit die morphologische Entwicklung nachvollzogen werden. Der mit dem GBM bestimmte Magnetisierungsvektor wurde in Bereichen hoher Magnetisierung ($M > 0.5 \text{ A/m}$) auch dazu verwendet, Bohrkernproben in das geografische Referenzsystem einzuordnen.

In Kombination mit seismischen Messungen konnte außerdem aus den Magnetfeldmessungen ein Modell der magnetischen Eigenschaften der nicht durchbohrten Gesteinseinheiten in der Umgebung ($\sim 1 \text{ km}$) der Bohrung entwickelt werden. Dieses erlaubt eine Abschätzung der mineralogischen Zusammensetzung dieser Körper und unterstützt somit die strukturelle Interpretation der Region.

Anhand der Lageinformation, welche aus den Faserkreisel-Daten gewonnen wurde, konnte auch der Bohrlochverlauf bestimmt werden. Die Reproduzierbarkeit liegt bei einer horizontalen Abweichung von $\pm 5 \text{ m}$ auf 1440 m Tiefe.

1 Einleitung

Der Nutzen dreikomponentiger Magnetfeldmessungen in Bohrungen, gegenüber Totalfelddaten oder Horizontal- und Vertikaldaten, wurde schon früh erkannt und führte zu der Entwicklung der ersten triaxialen Bohrlochmagnetometer (z.B. Levanto 1959). Die Zielsetzung hierbei war die genauere Beschreibung der Ausdehnung und der mineralogischen Zusammensetzung von ferromagnetischen Erzkörpern für den Bergbau (Levanto 1963, Hattula und Paarma 1981). Die notwendigen Modelle, um aus der gemessenen magnetischen Anomalie die Eigenschaften der Erzkörper zu bestimmen, können in zwei Bereiche unterteilt werden: direkt durchbohrte Körper und Körper abseits der Bohrung.

Das Problem der Berechnung der magnetischen und geometrischen Eigenschaften von Störkörpern, die abseits der Bohrung liegen, wurde in zahlreichen Arbeiten behandelt. Silva und Hohmann (1981) entwickelten einen Inversionsalgorithmus, mit dem die gemessene magnetische Anomalie durch einen homogen magnetisierten Quader interpretiert wird. Im Falle mehrerer Störkörper, deren Anomalien sich überlagern, wird nur ein äquivalenter Quader berechnet.

Einen allgemeineren Ansatz verfolgen Li und Oldenburg (1996). Hier wird die dreidimensionale Verteilung der Suszeptibilität auf einem diskreten Gitter in der Nähe der Bohrung berechnet. Um die Eindeutigkeit der Lösung zu erhöhen, verwenden Li und Oldenburg (2000) zusätzlich Oberflächenmessungen des Totalfeldes für eine gemeinsame Inversion. Eine Einschränkung des Inversionsalgorithmus nach Li und Oldenburg (1996) und Li und Oldenburg (2000) ist die Vernachlässigung einer remanenten Gesteinsmagnetisierung.

Eine gemeinsame Auswertung von aeromagnetischen und dreikomponentigen Bohrlochdaten unter Berücksichtigung einer remanenten Magnetisierung des Gesteins führt Mueller et al. (1997) durch. Die Verwendung der Bohrlochmagnetikdaten erlaubt es, Erzkörper mit einer sehr viel höheren Auflösung zu modellieren, als es nur mit Oberflächen- oder Aeromagnetik möglich wäre.

In Lelièvre und Oldenburg (2009) wird eine Erweiterung des Algorithmus von Li und Oldenburg (1996) vorgestellt, mit dem auch remanente Magnetisierung erfasst werden kann. Aufgrund der durch die zusätzlichen freien Parameter des Vektors der remanenten Magnetisierung erhöhten Uneindeutigkeit in dem Modell, schlagen Lelièvre und Oldenburg (2009) die Verwendung von zusätzlichen Daten, wie zum Beispiel orientierte Bohrkernproben vor.

Die eben vorgestellten Interpretationsstrategien sind für den Fall, dass die Quellen der magnetischen Anomalie abseits der Bohrung, bzw. in einiger Entfernung von dem Punkt der Datenaufnahme befinden. Für die Beschreibung der direkt durchbohrten Körper ist je-

doch ein Modell nötig, in dem die verwendeten Geometrien von der Bohrung geschnitten werden.

Die einfachsten Modelle gehen von homogen magnetisierten und horizontalen Schichten aus, welche unendlich ausgedehnt sind (z.B. Pozzi et al. 1988). Eine Verbesserung dieses einfachen Modelles ist die Einführung einer endlichen, horizontalen Schicht. So berechnen Bosum und Scott (1988) die magnetische Anomalie entlang einer Bohrung durch eine horizontale kreisförmige Zylinderscheibe in Abhängigkeit von der Mächtigkeit der Schicht, des Bohrlochradiuses, des Außenradiuses und der Magnetisierung. Die Bohrung liegt dabei auf der Symmetrieachse des Zylinders. Dieses Modell wurde unter anderem für die Interpretation einer bohrlochmagnetischen Messung in der Kontinentalen Tiefbohrung (KTB) verwendet (Fieberg 1994). Es zeigt sich, dass die Randbereiche der endlichen Zylinderscheiben besonders für kleine Außenradien einen wichtigen Einfluss auf die magnetische Anomalie entlang der Bohrung haben. Sie führen zu einem Vorzeichenwechsel im Übergangsbereich zwischen unmagnetischen und magnetischen Material (Bosum und Scott 1988). In dem Modell von Gallet und Courtillot (1989) werden geneigte Schichten mit verschiedenen Neigungswinkeln berücksichtigt. Allerdings werden hier die Schichten als unendlich ausgedehnt angenommen.

Ein weiteres Anwendungsgebiet für dreikomponentige Bohrlochmagnetikdaten ist die Reorientierung von Bohrkernen. Labormessungen an Kernen ermöglichen Untersuchungen, die im Bohrloch nicht möglich sind. Die dabei untersuchten Eigenschaften des Gesteins sind vielfältig und reichen von der mineralogischen Zusammensetzung über seismische Eigenschaften bis zur Bestimmung der hydraulischen Leitfähigkeit. Für einige dieser Messungen ist die Orientierung der Probe relevant, um die Ergebnisse in das übergeordnete geologische Modell einzufügen. Daher gibt es zahlreiche Methoden, die Orientierung des Kerns im Gestein während der Probennahme untertage festzuhalten (Marjoribanks 2003). Die meisten Methoden nutzen den Vektor der Schwerkraft als Referenz, um auf der Oberseite des Kerns die Orientierung zu markieren. Dies ist in nahezu senkrechten Bohrungen allerdings nicht möglich.

Eine zusätzliche Schwierigkeit bei der Bohrkernorientierung ergibt sich, wenn das durchbohrte Gestein Risse, Klüfte oder Lockersedimenteintragerungen enthält. Sind diese Unterbrechungen des Kerns zu groß, können die einzelnen Kernfragmente nicht mehr untereinander orientiert (Marjoribanks 2003), und damit nicht mehr auf die Referenzmarkierung bezogen werden.

Um diese Fragmente zu orientieren, kann die Richtung der remanenten Magnetisierung verwendet werden. Dazu werden aus den einzelnen Fragmenten Proben entnommen und an diesen der Vektor der remanenten Magnetisierung bestimmt. Durch Vergleich dieser Daten mit der Richtung des paläomagnetischen Feldes zum Zeitpunkt der Aufprägung der Magnetisierung ist eine Orientierung der Fragmente möglich. Diese Methode wird kommerziell von verschiedenen Firmen angeboten (z.B. Coremagnetics¹ und Applied Paleomagnetism, Inc.²). Der Vorteil dieser Methode ist, dass sie auch an schwach magnetisierten Proben wie zum Beispiel Sandsteinen angewandt werden kann. Diese Methode setzt allerdings voraus, dass das Gestein nach der Aufprägung der Magnetisierung keine Lageänderung erfahren hat (Williams 2006). Außerdem dürfen keine Quellen von

¹<http://www.coremagnetics.com>

²<http://www.appliedpaleomagnetism.com>

signifikanten magnetischen Anomalien in der Nähe der Bohrung liegen. Diese würden die Richtung des aufprägenden Magnetfeldes gegenüber dem überregionalen paläomagnetischen Feldes ändern und somit die Orientierung der Kerne verfälschen.

In dieser Arbeit wird für die Messung des Magnetfeldes in drei Komponenten das "Göttinger Bohrloch Magnetometer" (GBM) verwendet. Mit Hilfe von drei optischen Faserkreisläufen wird zusätzlich die Lageänderung des GBM aufgezeichnet. Somit ist es durch anschließende Datenverarbeitung möglich, den Vektor des gemessenen Magnetfeldes auf das geografische Referenzsystem zu projizieren.

Im September 2008 wurde das GBM in der Outokumpu-Tiefbohrung eingesetzt. Diese wurde abgeteuft, um den Aufbau und die Entwicklung der sogenannten Outokumpu-Formation zwischen 1300 m und 1500 m Tiefe zu untersuchen (Kukkonen 2011a). Die Formation besteht größtenteils aus Serpentin und besitzt aufgrund des eingelagerten Magnetits und monoklinen Pyrrhotins eine starke magnetische Anomalie (Dietze und Kontny 2011). Ziel der Messungen mit dem GBM ist die Verbesserung des strukturgeologischen Modells der Outokumpu-Formation und der umgebenen Region. Dazu ist es notwendig, die gemessene magnetische Anomalie durch geeignete Modelle von Störkörpern zu beschreiben, um die Stärke und Richtung der Gesteinsmagnetisierung bestimmen zu können. Die kurzwelligen Anteile (< 10 m) der gemessenen magnetischen Anomalie werden verwendet, um die Gesteinseinheiten in direkter Nähe (< 50 m), bzw. durchbohrte Einheiten zu charakterisieren. Langwelligen Anteile der magnetischen Anomalie (> 10 m) werden durch weiter entfernte Körper (bis ~ 1 km) interpretiert.

Bei den bisherigen Verfahren zur Modellierung von entfernten Störkörpern werden die geometrischen Parameter, wie Position und Ausdehnung, und die magnetischen Parameter (Suszeptibilität und Magnetisierung) der Körper aus der gemessenen magnetischen Anomalie bestimmt. Die geometrischen und magnetischen Eigenschaften sind nur schwer gegeneinander aufzulösen und in der Regel nicht eindeutig zu trennen.

Um diese Uneindeutigkeit zu reduzieren, werden in dieser Arbeit seismische Messungen verwendet, um die Position und Ausdehnung der Störkörper in der Umgebung der Bohrung festzulegen. Damit müssen nur noch die magnetischen Parameter mittels numerischer Simulationen aus den langwelligen Anteilen der gemessenen Anomalie bestimmt werden. So konnte die Magnetisierung der Gesteinseinheiten in der Umgebung der Outokumpu-Bohrung bestimmt werden und, basierend auf der Amplitude der Magnetisierung, eine Unterscheidung der mineralogischen Zusammensetzung erreicht werden.

Die direkt durchbohrte Outokumpu-Formation zeichnen sich durch eine sehr heterogene Struktur aus (Heinonen et al. 2011). Die durchbohrten Schichten können weder als kreisförmig, noch als horizontal gelagert oder unendlich ausgedehnt angenommen werden. Aus diesem Grund können die oben beschriebenen, bestehenden Interpretationsstrategien nicht verwendet werden.

Das in dieser Arbeit verwendete Modell nähert die durchbohrten Gesteinseinheiten durch elliptische Zylinderscheiben an. Die geometrischen Parameter (Halbachsenlänge, Dicke, Orientierung und Neigung), sowie der Vektor der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) werden mit numerischen Simulationen bestimmt und erlauben Rück-

schlüsse auf die Deformation der modellierten Sektionen.

Die Ergebnisse der Modellierungen der durchbohrten Outokumpu-Formation werden auch benutzt, um die Bohrkerne aus dieser Formation zu reorientieren. Die bisherigen Methoden der Reorientierung mittels Markierung oder paläomagnetischem Feld können nicht angewandt werden, da die Outokumpu-Formation deformiert wurde und die Kerne eine starke Fragmentierung aufweisen (Västi 2011).

Um die Bohrkerne zu reorientieren, wurde zunächst der Bohrlochverlauf aus den Faserkreiseldata des GBM berechnet. Dann wurde der NRM-Vektor, bestimmt aus dem Modell der durchbohrten elliptischen Zylinderscheiben, in das Bohrlochreferenzsystem projiziert. In diesem System können die NRM-Vektoren des Modells und der Kernproben direkt verglichen werden, und die Kernproben durch Drehung um die Längsachse der Bohrung reorientiert werden.

2 Technischer und geologischer Hintergrund

2.1 Entwicklung der dreikomponentigen Bohrlochmagnetik

Die Überlegung, dreikomponentige, bohrlochmagnetische Messungen durchzuführen wurde schon früh gefasst. Schon in den 1950iger Jahren wurde von Levanto (1959) eine Sonde entwickelt, welche eine vektorielle Messung des Magnetfeldes erlaubt. Die Herausforderung bei solch einer Messung ist die Bestimmung der Lage der Sonde im Raum. Nur wenn diese bekannt ist, können die Messergebnisse aus dem sondeninternen Koordinatensystem auf das geografische Referenzsystem übertragen werden. Die Lage einer Sonde wird durch drei Parameter definiert. Der erste ist die Tiefe (bergmännisch auch Teufe genannt) der Sonde unter einem Referenzniveau, meist Oberkante der Bohrung. Der zweite Parameter ist die Neigung der vertikalen Symmetrieachse der Sonde gegen den vertikalen Referenzvektor, der in der Regel durch die Richtung der Erdbeschleunigung definiert ist. Diese Neigung wird auch Inklination genannt. Für eine vertikal hängende Sonde ist diese beispielsweise Null, für eine horizontal orientierte Sonde wäre die Inklination 90° . Der dritte Parameter beschreibt die Orientierung einer Referenzachse der Sonde zu Nord. Für ein rechtwinkliges internes Koordinatensystem $x\ y\ z$, bei dem die z -Achse mit der Symmetrieachse zusammenfällt kann dies zum Beispiel die x -Achse sein. Dieser Winkel wird auch Azimut genannt.

Levanto (1959) verwendete zur Bestimmung der Lage der Sonde im Bohrloch eine servogetriebene Pendeleinheit, welche um die Symmetrieachse der Sonde gedreht werden kann. In dieser ist ein dreikomponentiger Fluxgate-Magnetfeldsensor so verbaut, dass die z -Achse mit der Symmetrieachse der Sonde, und damit mit der Drehachse des Pendels, übereinstimmt. Die x -Achse ist senkrecht zu der z -Achse und senkrecht zur Gleichgewichtsposition des Pendels orientiert. Die y -Achse steht senkrecht auf der x - und der z -Achse. Um eine Messung durchzuführen, wird die Sonde in die gewünschte Tiefe hinab gelassen. Dann wird über den Servomotor das Pendel in die Gleichgewichtsposition gebracht (parallel zum gravitativen Kraftfeld). Somit misst nun der z -Fluxgate die Komponente des Magnetfeldes entlang der Bohrlochachse, der x -Fluxgate die horizontale Komponente und der y -Fluxgate die verbleibende Komponente.

Um das Magnetfeld auf das geografische Referenzsystem zu übertragen, müssen die Inklination und der Azimut der Bohrung an der Stelle der Messung bekannt sein. Diese Methode hat drei entscheidende Nachteile. Erstens funktioniert die Orientierung des Pendels, und damit des Fluxgatesystems, nur in geeigneten Bohrlöchern. Zweitens ist das

System von der genauen Kenntnis des Bohrlochverlaufs abhängig, und selbst wenn dieser bekannt ist, kann die Lage der Sonde aufgrund von z.B. Ausbrüchen in der Bohrlochwand von diesem abweichen. Der dritte Punkt betrifft die Geschwindigkeit der Messung. Mit der Sonde nach Levanto (1959) sind keine kontinuierlichen Messungen möglich. Die Sonde muss an jeder Messposition angehalten und eingeregelt werden. In Levanto (1963) wird die erreichte Genauigkeit unter realistischen Bedingungen mit 500 nT bis 1000 nT angegeben. Bei einem Messpunktabstand von 2.5 m können rund 300 m pro Tag vermessen werden (Levanto 1959).

Die Sonde wurde erfolgreich bei der Erkundung von Erzminen (z.B. Otanmäki) der Firma Rautaruukki Oy in Finnland verwendet. Dort wurden insgesamt über 20000 Teufenmeter vermessen. Die Möglichkeit, nun das Magnetfeld als Vektor in einer Bohrung zu messen, hat zu zahlreichen Arbeiten zur Auswertung und Interpretationen der Daten geführt (z.B. Levanto 1963, Lantto 1973, Hattula und Paarma 1981), siehe auch Kapitel 1.

Eine weitere dreikomponentige Bohrlochmagnetiksonde wurde in den achtziger Jahren an dem Institut für Geophysik und Meteorologie der TU-Braunschweig entwickelt (Kuhnke und Musmann 1991, Fieberg 1994). Im sogenannten "Braunschweiger Bohrlochmagnetometer" kommen zwei orthogonal angeordnete Inklinometer, bestehend aus Beschleunigungsmessern, zum Einsatz. Damit kann die Sondenlage und Orientierung kontinuierlich für die gesamte Messung bestimmt werden. Allerdings ist der Fehler in der Azimutbestimmung immer noch abhängig von der Neigung der Bohrung. Fieberg (1994) gibt den Fehler des Azimuts für eine um 10° geneigte Bohrung mit 0.05° bis 0.3° an. Für eine Bohrlochneigung von 0.5° steigt der Fehler jedoch auf bis zu 6° an. Bei einer Horizontalkomponente des Magnetfeldes von beispielsweise 15000 nT würde dies bis zu einem maximalen Fehler von 1568 nT in den horizontalen Komponenten führen.

Eine Sonde, die unabhängig von der Bohrlochgeometrie die Orientierung und Lage bestimmen kann wurde von Bosum und Rehli (1985) ebenfalls in den achtziger Jahren an der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR) entwickelt. In dieser Sonde kommen ein kardanisch aufgehängter, mechanischer Kreisel und zwei Beschleunigungssensoren zum Einsatz. Der Kreisel rotiert mit einer hohen Geschwindigkeit von 38000 U/min und behält aufgrund der Drehimpulserhaltung seine ursprüngliche Orientierung bei. Aufgrund von mechanischen Einflüssen, wie zum Beispiel Lagerreibung und Fertigungstoleranzen beträgt die Drift des Kreisels zwischen $1^\circ/\text{h}$ und $4^\circ/\text{h}$ (Bosum und Rehli 1985). Die optimale Fortschrittsgeschwindigkeit der Sonde bei einer Messung beträgt 3 m/min bis 5 m/min. Dies entspricht einem Messintervall von 5 cm bis 10 cm. Die Verwendung eines Kreisels begrenzt die maximale Betriebstemperatur der Sonde auf 70°C . Aus diesem Grund wurde die Sonde später umgebaut und der Kreisel entfernt, um eine maximale Betriebstemperatur von 300°C zu erreichen (Bosum 1992).

2.2 Stand der Technik

Aktuell gibt es verschiedene dreikomponentige Bohrlochsonden im Einsatz. Ugalde et al. (2007) stellen in ihrer Arbeit eine magnetische Vermessung des Sees Bosumtwi vor. Dieser wurde durch einen Meteoriteneinschlag gebildet, wodurch sich eine magnetisierte Einschlagstruktur gebildet hat. Mit Hilfe von dreikomponentigen Magnetfeldmessungen in

162 Bohrungen soll das bestehende Modell der Einschlagstruktur weiter verbessert werden. Für diese Messungen wird eine Sonde verwendet, die neben dem Fluxgate-Triplet drei orthogonale Beschleunigungssensoren verwendet. Bei diesem System wird die Information der Magnetfeldsensoren dazu benutzt, die aus den Beschleunigungsdaten berechnete Lage in das geografische Referenzsystem zu überführen. Dies geht aber nur in Teufenbereichen, in denen das Magnetfeld als konstant, und vor Allem bekannt, angenommen werden kann. Eine weitere Einschränkung der Messung der Sondenlage mittels Beschleunigungssensoren tritt bei (nahezu) vertikalen Bohrlöchern auf. Vergleichbar zu dem Braunschweiger Magnetometer ist die geringe Änderung der Beschleunigung der horizontalen Sensoren aufgrund einer Rotation der Sonde um ihre Symmetrieachse nicht mehr eindeutig interpretierbar. Im Falle der Bosumtwi-Messung führt dies zu einer Ungenauigkeit in der Deklinationsbestimmung von ca. $\pm 10^\circ$.

Dieses Problem wird auch bei anderen Sonden festgestellt, welche die Sondenlage über Pendelinklinometer ermitteln. Bei einer Vermessung der McConnell Nickel Lagerstätte von Mueller et al. (1997) wird in den Bereichen von geringer Bohrlochinklination die Orientierung mittels der Magnetfeldsensoren durchgeführt (ebenfalls unter Annahme eines bekannten, invarianten äußeren Feldes), während in den geneigten Teufenabschnitten die Sondenlage aus den Neigungssensoren ermittelt wird. Aber auch diese Methode birgt die Gefahr einer Missinterpretation. So zeigt sich in der Messung in der Outokumpu-Tiefbohrung mit dem GBM ein langwelliger Einfluss der magnetischen Störkörper über mehrere 100 m. Dieser führt zu Amplitudenvariationen von bis zu 300 nT in Bereichen, die durch unmagnetisches Gestein dominiert werden (siehe Abschnitt 6.4). Bei einem horizontalen Magnetfeld von 14000 nT würde dies zu einem Fehler in der Deklinationsbestimmung von rund 1.2° führen.

Die zuverlässigste Methode der Lagebestimmung in einem durch magnetische Anomalien beeinflussten Gebiet ist ein Sensor, der die Drehrate um die Sensorachsen misst. Hier gibt es aktuell zwei verschiedene Systeme. Das erste umfasst den bereits anhand der BGR-Sonde vorgestellten mechanischen Kreisel, basierend auf der Drehimpulserhaltung. Diese Technik wird aktuell zum Beispiel von der Firma Robertson Geologging LTD in der dreikomponentigen Bohrlochmagnetiksonde "Gyroscopic Verticality Probe" verwendet (RobertsonGeologging 2011). Die damit erreichte Genauigkeit in der Lagebestimmung beträgt laut Hersteller $\pm 2^\circ$ in der Deklination und $\pm 0.25^\circ$ in der Inklination.

Das zweite System sind die sogenannten faseroptischen Kreisel. Diese messen die Drehrate um die Sensorachse aufgrund des Sagnac-Effektes (siehe z.B. Bergmann und Schäfer 2004). Eine Verwendung von Faserkreisel in einer Bohrlochmagnetiksonde außer dem GBM ist dem Autor nicht bekannt.

Diese Technik wird aber im Bereich des gezielten Bohrens verwendet. Bei dem sogenannten "Measuring-While-Drilling" (Messen während des Bohrens) sind die Anforderungen an die mechanische Stabilität durch die hohen Beschleunigungswerte während des Bohrens (< 40 g, Cook et al. 1989) nur durch optische Kreisel gewährleistet. Die Firma Sharewell bietet beispielsweise einen steuerbaren Bohrkopf an ("Sharewell Directional Drilling Services Tensor MWD system"), welche mit Hilfe von drei faseroptischen Kreisel und drei Beschleunigungssensoren eine Genauigkeit von 1° Azimut und 0.1° Inklination erreicht (Sharewell 2011).

Ledroz et al. (2005) schlagen den Einsatz von kommerziell erhältlichen "Inertial-Measurement-Units" (IMU) in dem Bereich von Bohrlochmessungen vor. Diese wer-

den in der Regel bei der Navigation von Luftfahrzeugen verwendet. Die in Ledroz et al. (2005) untersuchten IMU beinhaltet drei optische Faserkreisel und drei Beschleunigungssensoren, jeweils orthogonal zueinander angeordnet. Eine Implementierung einer IMU in eine Bohrlochmagnetiksonde steht aber noch aus.

2.3 Das Göttinger Bohrloch Magnetometer (GBM)

Die Entwicklung des Göttinger Bohrloch Magnetometers wurde 1987 begonnen. Es wurde zur Sondierung des vertikalen Gradienten in der KTB-Bohrung eingesetzt. Das Ziel war die Untersuchung der elektrischen Leitfähigkeit der Gesteinsformationen in der Oberpfalz. Zu diesem Zeitpunkt bestanden die Sensoren des GBM aus einem dreiachsigen Fluxgate-Magnetometer der Firma Förster und zwei orthogonal zueinander stehenden Neigungsmessern. Mit dem GBM konnte in dieser Konfiguration entweder das Erdmagnetfeld oder die zeitliche Änderung des Erdfeldes gemessen werden. Des Weiteren wurden die sogenannten erdmagnetischen Pulsationen aufgezeichnet. In Steveling et al. (1991) sind die Ergebnisse dieser Messung vorgestellt. Auf Hawaii wurde 1999 die Sonde das erste Mal zur Bestimmung der Gesteinsmagnetisierung eingesetzt (Steveling et al. 2003). In dem "Hawaii Scientific Drilling Project" (HSDP) wurde die Entstehung und Entwicklung eines Hotspots unter einer ozeanischen Platte untersucht. Aufgrund der fehlenden Drehratensensoren konnte hier aber nur der Betrag, bzw. die vertikale Komponente der Gesteinsmagnetisierung bestimmt werden. Um auch die Deklination bestimmen zu können, wurde zunächst ein Faserkreisel verbaut, der die Rotation der Sonde um die Längsachse messen konnte. Dies wurde erstmals im Juli 2001 in der Bohrung "Leg 197" in dem Detroit Seamount des "Ocean Drilling Project" (ODP) getestet. Die hier gewonnenen Daten wurden unter anderem dazu genutzt, die Messungen eines "Formation Micro-Imagers" (FMI) zu reorientieren (Gaillot et al. 2004).

Die erste Messung mit drei orthogonal angeordneten Faserkreisel wurde im Juli 2003 erneut in der HSDP-Bohrung durchgeführt. Eine Auswertung dieser Ergebnisse, und eine Beschreibung der nach dem Einbau der Kreisel notwendigen Kalibriermessungen, sind in Steveling et al. (2005) zu finden.

Bei diesen Kalibriermessungen hat sich gezeigt, dass der Faserkreisel, welcher die Rotation um die x-Achse misst, eine sehr viel höhere Drift als die beiden anderen Kreisel aufweist. Bei einer Betriebstemperatur von 40 °C beträgt diese 10 °/h im Vergleich zu 2 °/h (y-Kreisel) und 2.5 °/h (z-Kreisel) (Steveling et al. 2005). Aus diesem Grund wurde der x-Kreisel vor der Messung in Outokumpu ausgetauscht (Klein 2009). Die restliche Konfiguration der Sonde wurde nicht verändert. In Abbildung 2.1 sind die wesentlichen Komponenten des GBM vorgestellt.

Bei geeigneter Bohrlochbeschaffenheit (Durchmesser grösser als 15 cm, stabile Bohrlochwand) werden bei Messungen mit dem GBM sogenannte Zentrierer verwendet. Diese bestehen aus korbformig angeordneten Federblechen und werden im oberen und unteren Viertel mit dem Gehäuse verbunden (siehe Abbildung 2.2). Sie sollen die Sonde während der Messung in der Mitte der Bohrung halten. Außerdem gleichen sie die Unebenheiten der Bohrlochwand aus, so dass ruckartige Bewegungen der Sonde reduziert werden. Um die magnetischen Messungen nicht zu beeinflussen, sind die Zentrierer aus unmagnetischem Messing und Federbronze hergestellt. Die Zentrierer sind fest mit dem Gehäuse

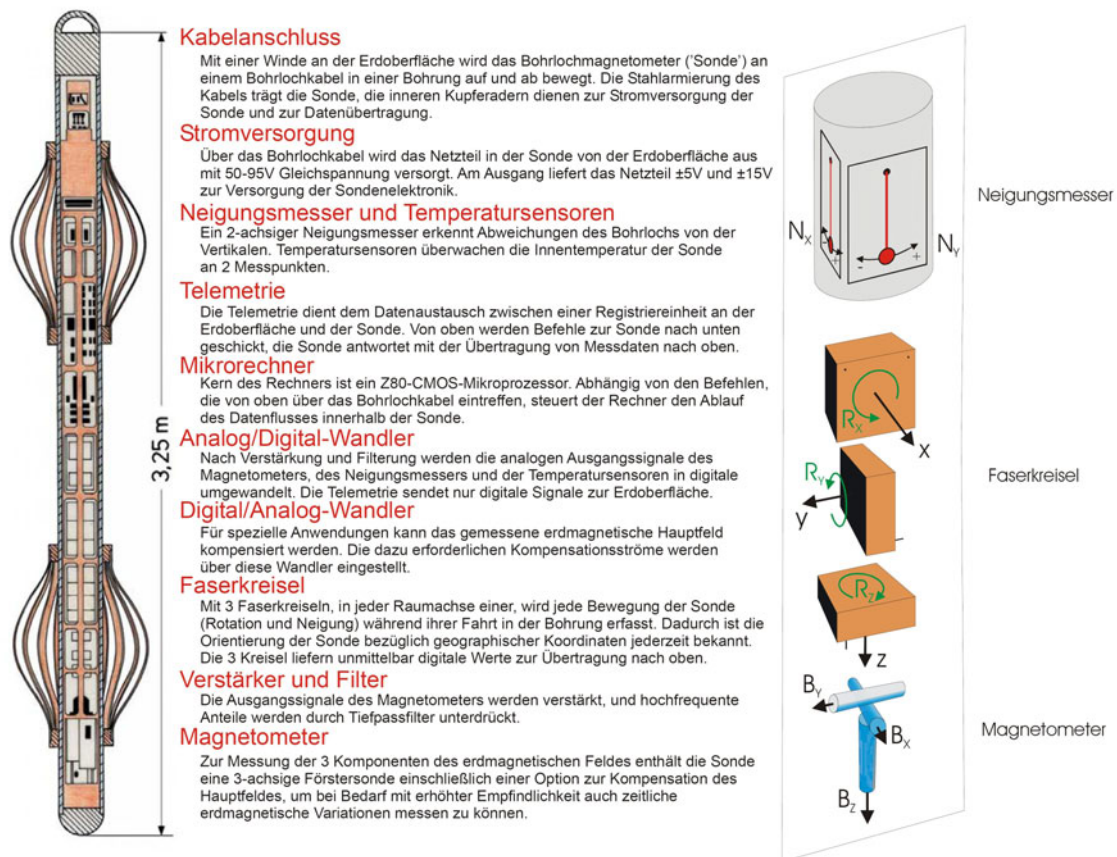


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des GBM (links) mit Beschreibung der wichtigsten Komponenten. Rechts: Lage- und Magnetfeldsensoren mit dem verwendeten sondeneigenen Koordinatensystem (Steveling et al. 2005).

verbunden und somit mitrotierend. Dies hat den Vorteil einer stabilen Konstruktion und geringem Durchmesser. Außerdem wird somit die Rotation der Sonde um die Längsachse reduziert. Den Einfluss der Zentrierer auf die Messungen ist in Abschnitt 5.6.1 diskutiert.

Die technischen Daten des Göttinger Bohrlochmagnetometers sind in Tabelle 2.1 zusammen gefasst.

2.3.1 Magnetfeldsensoren

Im GBM kommt ein integrierter dreiachsiger Magnetfeldsensor der Firma Dr. Foerster zum Einsatz. Die Typenbezeichnung lautet IDA 1.752.xx-3111. Die Sensoren sind in einem Keramikchassis jeweils orthogonal angeordnet und verklebt. Damit werden eine langfristige mechanische Stabilität und eine geringe Temperaturabhängigkeit der Lage der Sensoren untereinander gewährleistet. Die eingesetzten Foerster-Sonden (auch Fluxgate-Sensoren oder Saturationsmagnetometer genannt) funktionieren nach dem Doppelstabskern-Prinzip mit Gegenkopplungspule. Eine genaue Beschreibung der Sensoren und des Messprinzips ist in Leven (1997) zu finden.

Die maximale Feldstärke, welche die Sensoren messen können liegt bei ± 50000 nT in



Abbildung 2.2: Foto des am GBM montierten unteren Zentrierers.

Anschluss:	Schlumberger 31 polig
Länge (ohne Kabelkopf ¹):	3.25 m
Durchmesser Gehäuse:	3 3/8 Zoll, 86 mm
minimaler Durchmesser mit Zentrierern:	140 mm
Gewicht (ohne Kabelkopf):	68 kg
Druckresistenz:	bis 70 MPa bei 100 °C
Zentrierer:	unmagnetische Federbronze, nicht mitrotierend, Gewicht insg. 16 kg
Abtastrate:	2 Hz
maximale Umgebungstemperatur:	70 °C
Fortschrittsgeschwindigkeit während der Messung:	6 m/min bis 20 m/min

Tabelle 2.1: Technische Daten des Göttinger Bohrloch Magnetometers.

den beiden Horizontalkomponenten und ± 70000 nT in der Vertikalkomponente. Da pro Sensor eine Datenbreite von 14 Bit zur Verfügung steht ergeben sich die Auflösungen zu 6.1 nT in der Horizontalen und 8.5 nT in der Vertikalen.

2.3.2 Faseroptischer Kreisel

Das GBM zeichnet sich gegenüber anderen dreikomponentigen Bohrlochmagnetiksonden (siehe Abschnitt 2.2) durch die Verwendung von faseroptischen Kreiseln (engl.: fiber optic gyro, FOG) aus. Zum Einsatz kommen Kreisel des Typs μ FORS-36m der Firma LITEF (Litef 2007). Diese Sensoren messen die Drehrate um eine definierte Achse, so dass die Lage der Sonde im Raum unabhängig vom Magnetfeld oder vom Vektor der Erdbeschleunigung bestimmt werden kann. Somit ist auch eine Lagebestimmung im Bereich starker magnetische Anomalien, zum Beispiel durch Verrohrung der Bohrung mit ferromagnetischen Materialien oder durch natürliche oder künstliche magnetisierte Störkörper in der Nähe der Bohrung, möglich. Die Lagebestimmung mittels FOGs kann auch bei senkrechten oder horizontalen Bohrungen verwendet werden, was bei Inklinometer basierten Bohrlochsonden nicht möglich ist.

Das Funktionsprinzip eines faseroptischen Kreisels basiert auf dem Sagnac-Effekt (Bergmann und Schäfer 2004). Dabei wird ein kohärenter Lichtstrahl durch einen halbdurchlässigen Spiegel (Koppler) in zwei Lichtstrahlen aufgespalten, welche in einem Lichtleiter in unterschiedliche Richtungen laufen. Im Falle eines faseroptischen Kreisels ist dies ein Glasfaserkabel, welches als Spule aufgerollt ist. Nachdem die beiden Lichtsignale die Glasfaserspule durchlaufen haben, werden sie mittels des Kopplers wieder zusammen geführt und die Phasenverschiebung zwischen beiden Signalen mit einem Analysator bestimmt.

Im Falle einer rein translatorischen Bewegung ist die optische Weglänge beider Signale gleich und die Phasenverschiebung ist Null. Dreht sich der Sensor um die Flächennormale, so verkürzt sich der eine und verlängert sich der andere optische Weg und es kommt zu einer Phasenverschiebung beider Signale im Analysator. Die Drehrate des gesamten Systems um die Flächennormale der Glasfaserspule ist dann proportional zu der Phasenverschiebung (Udd 2011).

Die Faserkreisel haben im Vergleich zum mechanischen Kreisel den Vorteil, dass sie verschleißfrei arbeiten und resistenter gegen mechanische Beeinflussungen, wie Schock oder Vibrationen sind. Allerdings zeigen sie eine deutliche Temperaturabhängigkeit in der Rauschcharakteristik und in der Nullpunktverschiebung (siehe Abschnitt 3.1.6). Testmessungen haben gezeigt, dass die optimale Arbeitstemperatur der Kreisel zwischen 30 °C und 50 °C liegt. Da in der Regel die Bohrungen mit Grundwasser oder Meerwasser gefüllt sind, welches in den oberen paar hundert Metern deutlich kälter ist, wurde eine aktive Heizung mit 24 PTC-Widerstände (engl.: Positive Temperature Coefficient) verbaut. Diese heizen die Faserkreisel bis zu einer Maximaltemperatur von ca. 50 ° auf und regeln dann selbstständig ab.

Die verbauten Faserkreisel benötigen eine Datenbreite von 24 Bit. Da diese erst nachträglich in die Sonde verbaut wurden, müssen die gemessenen Daten kompatibel mit der bestehenden Telemetrie sein. Mit dem Einbau der FOGs wurde auf die Messung der magnetischen Pulsationen verzichtet. Somit stehen für die Übertragung der FOG-Daten 48 Bit zur Verfügung. Diese benötigen aber bei Ausnutzung der maximalen Genauigkeit ei-

ne Datenbreite von $3 \cdot 24 \text{ Bit} = 72 \text{ Bit}$. Aus diesem Grund können nicht alle drei Kreisel gleichzeitig ausgelesen werden. Da sich die Sonde auf Grund ihrer Form bevorzugt um die Längsachse dreht, werden die Daten des vertikalen Kreisels (auch z-Kreisel genannt, nach der vertikalen Achse im sondeninternen Koordinatensystems) mit der maximalen Frequenz von 2 Hz ausgelesen und übertragen. Die beiden horizontalen Kreisel werden abwechselnd mit 1 Hz ausgelesen und übertragen, so dass alle 0.5 Sekunden 48 Bit an Faserkreiselinformationen übertragen werden.

Die Auflösung und maximale Drehraten pro Sekunde beträgt für den z-Kreisel $9 \cdot 10^{-5}^\circ$, bzw. $\pm 720^\circ/\text{s}$. Die beiden horizontalen Kreisel haben aufgrund der eingeschränkten Beweglichkeit der Sonde um die horizontalen Achsen eine geringere maximale Drehrate von $\pm 180^\circ/\text{s}$, dafür aber eine entsprechend höhere Auflösung von $2 \cdot 10^{-5}^\circ$. Die zulässige Arbeitstemperatur liegt im Bereich von -55°C bis 70°C .

2.4 Das Outokumpu-Tiefbohr-Projekt

Ziel des "Outokumpu Deep Drilling Project" (z.B. Kukkonen 2011b) ist es, Kenntnis über den Aufbau und die Entwicklung des Outokumpu-Erzgürtels zu gewinnen. Dieser erstreckt sich südwestlich und nordöstlich von Outokumpu, welches 350 km nordöstlich von Helsinki liegt. Der Gürtel wird durch ca. 1.96 Milliarden Jahre alte opholitische Gesteinsformationen gebildet, welche hier an der Oberfläche anstehen (Säntti et al. 2006, Peltonen et al. 2008). In dieser sogenannten Outokumpu-Formation treten Kupfer-, Kobalt- und Zinksulfide auf. Der Abbau dieser Sulfide machte die Outokumpu-Region zwischen 1910 und 1988 zu einer der bedeutendsten Bergbauregionen in Finnland.

Vor dem Outokumpu-Tiefbohr-Projekt wurde das "Finish Reflection Experiment" (FIRE) zwischen 2001 und 2006 durchgeführt (Kukkonen und Lahtinen 2006). Dieses Projekt hatte das Ziel, die geologische Struktur der Region um den Erzgürtel zu erkunden. Dazu wurden drei seismische Profile erstellt, zwei senkrecht zu dem Erzgürtel (OKU-1 und OKU-2), sowie eins parallel dazu (OKU-3). Die Lage der seismischen Profile zum Erzgürtel ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Auf der linken Seite sieht man einen Ausschnitt einer aeromagnetischen Karte der Outokumpu-Region, erstellt vom "Geological Survey of Finland" (GTK). Die starken magnetischen Anomalien sind auf die Serpentin-Einheiten in dem Erzgürtel zurückzuführen (siehe unten). Auf der rechten Seite ist ein Ausschnitt einer geologischen Karte (Heinonen et al. 2011) mit den Profilen OKU-1 bis OKU-3 (Rot) gezeigt. Der rote Punkt markiert den Standort der späteren Bohrung. Nach Vollendung der Bohrung wurden zusätzliche, hochauflösende Seismikmessungen über der Bohrung durchgeführt (Heinonen et al. 2011). Die entsprechenden Profile in direkter Nähe zur Bohrung sind durch blaue Linien markiert.

Die seismischen Messungen haben ergeben, dass die Region um den Erzgürtel von starken seismischen Reflektoren in teilweise geringer Tiefe dominiert wird (Kukkonen et al. 2006). In Abbildung 2.4 sind die Ergebnisse des FIRE in Form der migrierten seismischen Profilen OKU-1 bis OKU-3 aufgetragen. Formationen mit starker seismischer Reflektivität werden durch eine rötliche Färbung hervorgehoben. Niedrige Reflektivität ist in blau dargestellt. Aus den seismischen Messungen ist ein zusammenhängender Reflektor zu erkennen, der von dem Erzgürtel nach Südosten abtaucht. Damit lässt sich schließen, dass sich die an der Oberfläche anstehende Outokumpu-Formation in diese Richtung

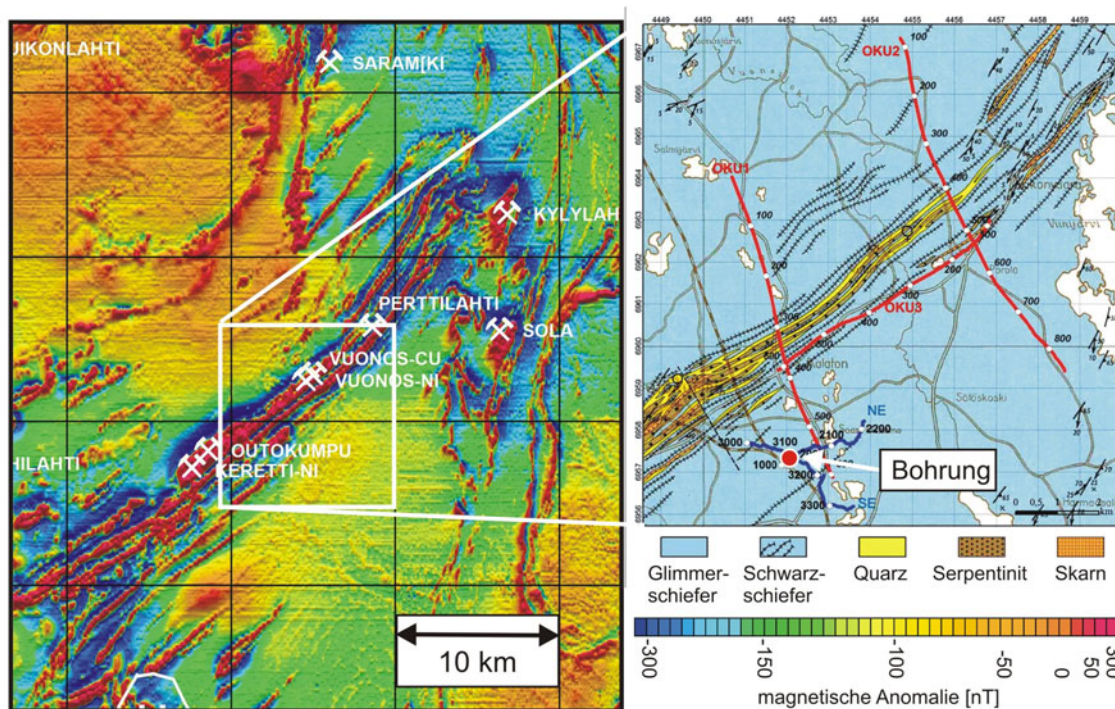


Abbildung 2.3: Aeromagnetische Karte (links) der Outokumpu-Region (Quelle: GTK). Rechts: Ausschnitt der geologischen Karte mit den FIRE-Profilen OKU-1 bis OKU-3 in Rot (modifiziert nach Heinonen et al. (2011)). Die blauen Profile in direkter Nähe der Bohrung zeigen spätere FIRE-Messungen (2006). Der rote Punkt markiert den Standort der Bohrung.

fortsetzt. Dabei fällt sie zunächst steil ab, und verläuft dann flacher in einer Tiefe von ca. 1300 m bis 1700 m. Aufgrund vergleichbaren Reflektoren der Profile OKU-1 und OKU-3 kann eine Ausdehnungsrichtung der abtauchenden Outokumpu-Formation von Süd-West nach Nord-Ost angenommen werden.

Aus den seismischen Messungen allein konnte aber nicht eindeutig auf die geologische Zusammensetzung der Reflektoren geschlossen werden. Es wurde vermutet, dass es sich entweder um Gesteine ähnlich der Outokumpu-Formation oder um mafisches Gestein unbekannter Zusammensetzung handelt (Kukkonen 2011a). Somit war unklar, ob der Reflektor ebenfalls das Muttergestein der Cu-Co-Zn-Sulfide enthalten und somit als potenzielle Erzlagerstätten in Frage kommen. Des Weiteren wurde unter den Reflektoren zwischen 2000 m und 2500 m der Übergang von der proterozoischen Decklage zu der subduzierten archaischen Kruste vermutet. Aufgrund des zu geringen Unterschiedes in den seismischen Reflektionskoeffizienten zwischen dem archaischen Gneiss und den proterozoischen Metasedimenten konnte dies aber nicht eindeutig aus dem FIRE bestimmt werden.

Die Frage nach der Zusammensetzung der Gesteinseinheiten konnte also nur durch eine Bohrung eindeutig bestimmt werden. Aus diesem Grund wurde die Outokumpu-Bohrung geplant. Zwischen April 2004 und Januar 2005 wurde die Bohrung von der Firma Nedra² bis zu einer Gesamttiefe von 2516 m abgeteuft. Hauptziel war ein star-

²Open Joint-Stock Company "Scientific-Industrial Centre for Superdeep Drilling and Comprehensive

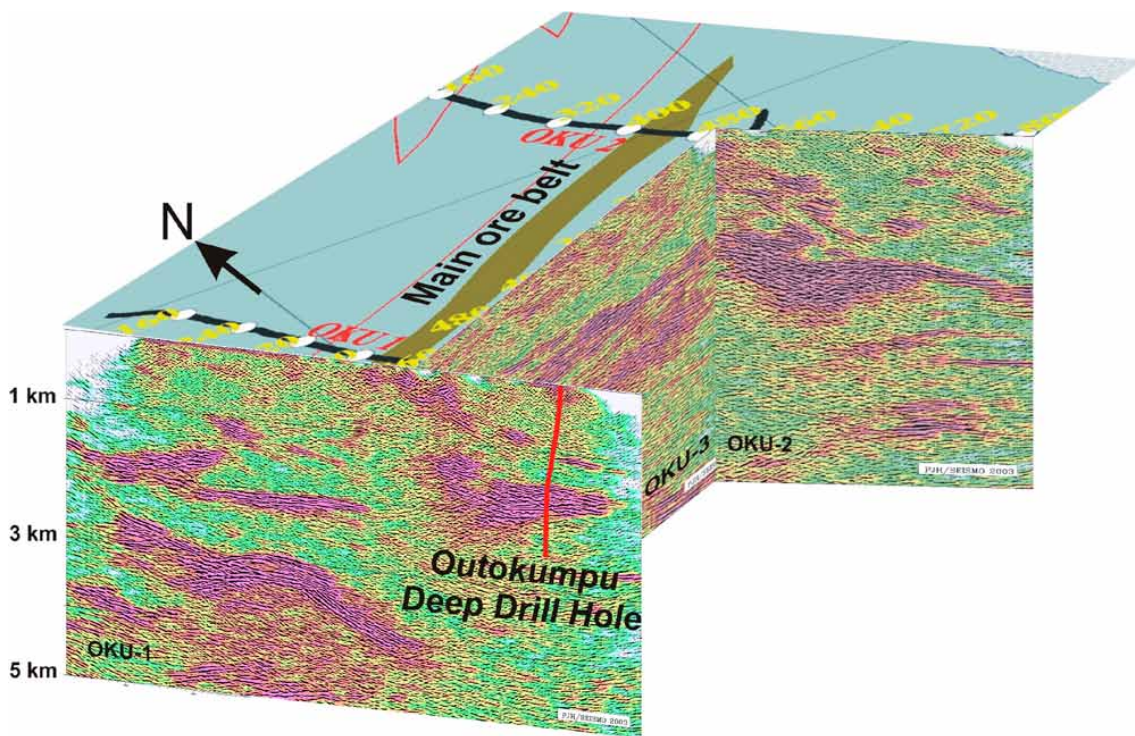


Abbildung 2.4: Eine dreidimensionale Darstellung der Region um die Outokumpu-Bohrung aus drei seismischen Profilen (OKU-1, OKU-2 und OKU-3), entnommen aus Kukkonen (2011a). In der Horizontalen ist ein Ausschnitt aus einer lithologischen Karte der Region gezeigt. Blau steht für Glimmerschiefer, Braun für Serpentin. Die eigentliche Bohrung ist ca. 400 m süd-westlich von dem Profil OKU-1 lokalisiert und für diese Darstellung auf das Profil projiziert. Die seismischen Messungen wurden im Rahmen des FIRE-Projektes (Kukkonen et al. 2006) durchgeführt.

ker Reflektor ca. 4 km östlich von Outokumpu in einer Tiefe von 1300 m bis 1700 m (siehe Abbildung 2.3). Es wurde ein Bohrkopf mit einem Durchmesser von 21 cm verwendet. Aufgrund von Lockersedimenten in den ersten 33 m wurde die Bohrung auf den ersten 39 m verrohrt. Abbildung 2.5 zeigt das Kaliber der Bohrung in zwei Komponenten (links) sowie die Neigung gegen die Vertikale (rechts) des in dieser Arbeit untersuchten Abschnitts der Bohrung von 0 m bis 1450 m. Insgesamt wurden 79 % der erbohrten Strecke bekernt, so dass umfangreiche Laboruntersuchungen der petrophysikalischen Eigenschaften möglich sind. Unter anderen wurden die mineralogische Zusammensetzung, die P- und S-Wellengeschwindigkeit, die magnetischen, hydrologischen und elastischen Eigenschaften, so wie paleobiologische Rückstände an den Kernen untersucht. In der Bohrung selbst wurden zusätzlich noch Seismikmessungen, geothermische Messungen, magnetische Suszeptibilitätsmessungen, mikrobiologische Probenahmen, dreikomponentige Magnetfeldmessungen, so wie Televiever-Messungen durchgeführt. Eine ausführlichere Beschreibung zu den einzelnen Untersuchungen ist in dem Abschlussband des Outokumpu-Projektes (Kukkonen 2011b) zu finden.

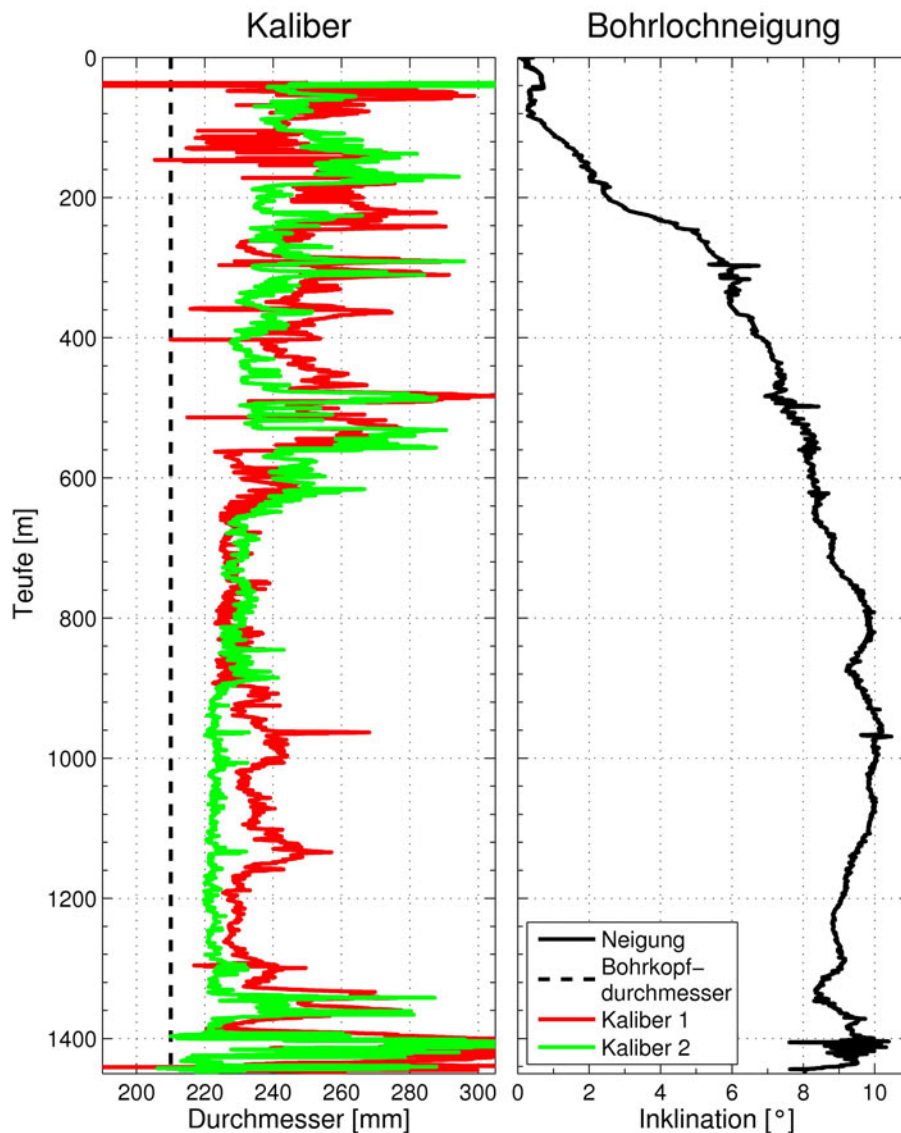


Abbildung 2.5: Kalibermessung und Neigung des gesamten Bohrlochs. Die gestrichelte Linie gibt den Durchmesser des verwendeten Bohrkopfes wieder.

2.4.1 Lithologie der Bohrung

Die aus den Kernproben bestimmte Lithologie der Bohrung ist in Abbildung 2.6 dargestellt. In dem Teufenbereich von 0 m bis 1313 m dominiert der proterozoitische Glimmerschiefer. Dieser enthält wenig ferromagnetische Mineralien (0.2 % Pyrrhotingehalt) und ist somit nur sehr schwach magnetisierbar. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der Glimmerschiefer als unmagnetisch angenommen. Der Glimmerschiefer wird von vereinzelten Lagen Biotitgneis und Serizit-Chloritschiefer unterbrochen, welche ebenfalls unmagnetisch sind (0.3 %, bzw. 0.1 % Pyrrhotingehalt). Zwischen 1313 m und 1514 m wird das Gestein durch die Outokumpu-Formation gebildet. Diese wiederum wird durch Serpentinitt dominiert, welches ferrimagnetisches Magnetit (0.3 %) und ferromagnetisches Pyrrhotin (1.6 %) enthält (Västi 2011) und somit eine deutliche magnetische Anomalie

von bis zu 3800 nT (aus GBM Messung ermittelt) erzeugt. Zwischen den magnetitreichen Serpentinitlegen treten auch karbonatisierte Serpentiniteinheiten auf, in denen das Magnetit chemisch umgewandelt wurde (Dietze und Kontny 2011). Diese zeichnen sich durch eine geringe magnetische Suszeptibilität und geringe remanente Magnetisierung aus. Die Serpentinitlegen in der Outokumpu-Formation werden durch unmagnetische Tremolit-, Quarz- und Skarneinlagerungen unterbrochen. Direkt über und unter der Outokumpu-Formation liegen dünne Schwarzschieferschichten, die aufgrund des hohen Pyrrhotingehaltes von ca. 8.1 % eine Anomalie von ca. 30 nT (aus GBM Messung ermittelt) erzeugen. Unterhalb der Outokumpu-Formation bis ca. 1880 m Tiefe ist wiederum Glimmerschiefer anzutreffen, mit einigen Zwischenlagen aus Schwarzschiefer, Biotitgneis und Granitpegmatit. Unterhalb von 1880 m bis zum Ende der Bohrung bei 2516 m besteht das durchbohrte Gestein fast ausschließlich aus archaischem Granitpegmatit.

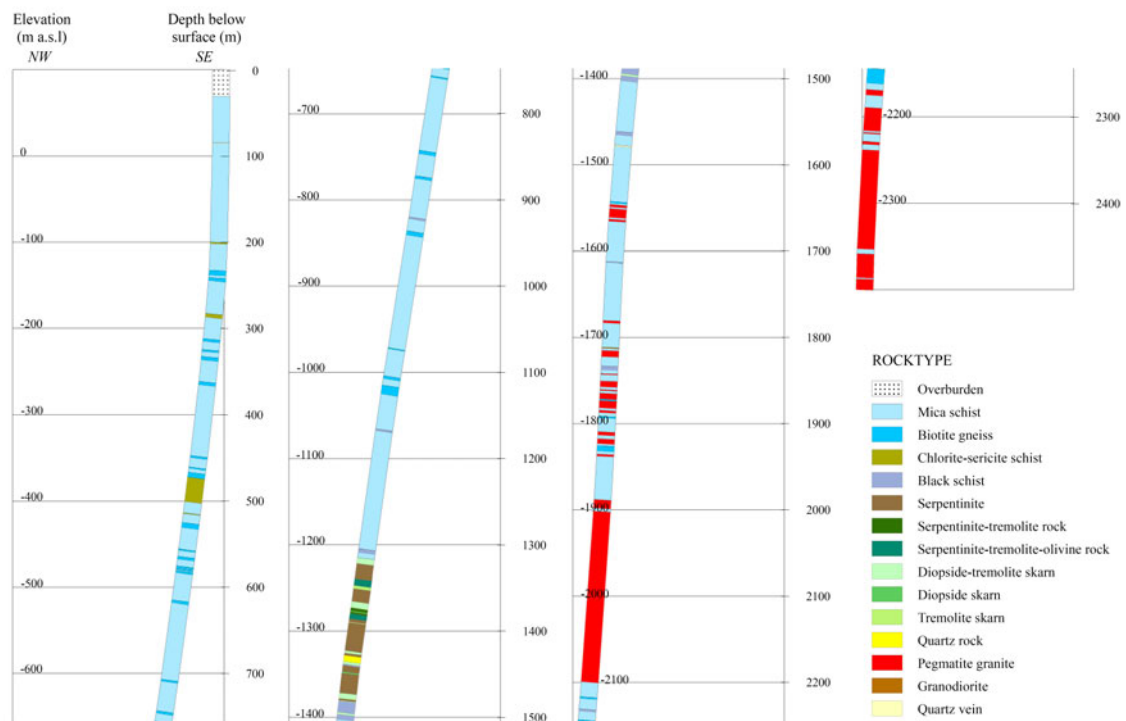


Abbildung 2.6: Lithologie der Outokumpu-Bohrung, von links nach rechts größere Teufe. Nach (Västi 2011).

3 Vorbereitungen

3.1 Kalibriermessungen

Im Vergleich zu den Totfeld-Bohrlochmagnetometern ist bei der Verwendung eines dreikomponentigen Bohrlochmagnetometers der Aufwand bei der Kalibrierung sehr viel höher. So müssen zunächst das System der Fluxgate-Sensoren und der Faserkreisel einzeln kalibriert werden und zusätzlich noch die Lage der Systeme zueinander bestimmt werden. In diesem Kapitel werden die notwendigen Kalibriermethoden vorgestellt. Einige Verfahren wurden schon in anderen Arbeiten beschrieben, sodass diese hier nur kurz wiederholt und die Ergebnisse aufgetragen werden.

3.1.1 Kalibrierung der Magnetfeldsensoren mit dem Braunbek-Spulen-System

Um den Vektor des Magnetfeldes korrekt zu messen, müssen die sogenannten Heading-Fehler des Fluxgate-Sensorsystems bekannt sein. Dieses System setzt sich aus drei Sensoren zusammen, welche orthogonal zueinander stehen sollen. Ist dies nicht der Fall, so spricht man von einer Schiefstellung der Sensoren zueinander. Die Winkel zwischen der x- und der y-Achse ($\xi_{x,y}$), zwischen x- und der z-Achse ($\xi_{x,z}$) und zwischen der y- und der z-Achse ($\xi_{y,z}$) werden bestimmt. Neben der Schiefstellung gibt es noch zwei weitere Eigenschaften der Sensoren, die sich negativ auf die Genauigkeit bei der Messung des magnetischen Feldes auswirken. Die Sensoren haben in der Regel eine Nullpunktverschiebung (engl. Offset), welche unabhängig von dem umgebenen Feld ist, und als konstant angenommen wird. Diese Nullpunktverschiebung wird mit B_i^{off} bezeichnet, wobei i für die kartesische Koordinate steht. Der letzte Satz an Kalibrierparametern sind die Skalierungsfaktoren σ_i , $i = x, y, z$. Diese geben den Faktor an, mit dem die gemessenen, scheinbaren Magnetfeldstärken multipliziert werden müssen, um den real vorliegenden zu entsprechen.

Diese neun Parameter werden für das GBM mit Hilfe des Braunbek-Spulensystems der Kalibriereinrichtung Magnetsrode (Braunschweig, siehe Kertz et al. (1968), Lühr (1984) und Glaßmeier et al. (2007)) bestimmt. Abbildung 3.1 zeigt ein Foto des GBM in dem Spulensystem.

Während der Kalibriermessung wird das umgebende Erdmagnetfeld im Zentrum des Systems dynamisch kompensiert. Mit Hilfe der Präzisionselektronik kann dann ein Magnetfeld von bis zu ± 120000 nT mit einer Genauigkeit von ca. ± 1 nT in einer beliebigen Raumrichtung erzeugt werden.

Für die Kalibriermessung des GBM wurden sukzessive in drei orthogonalen Rich-

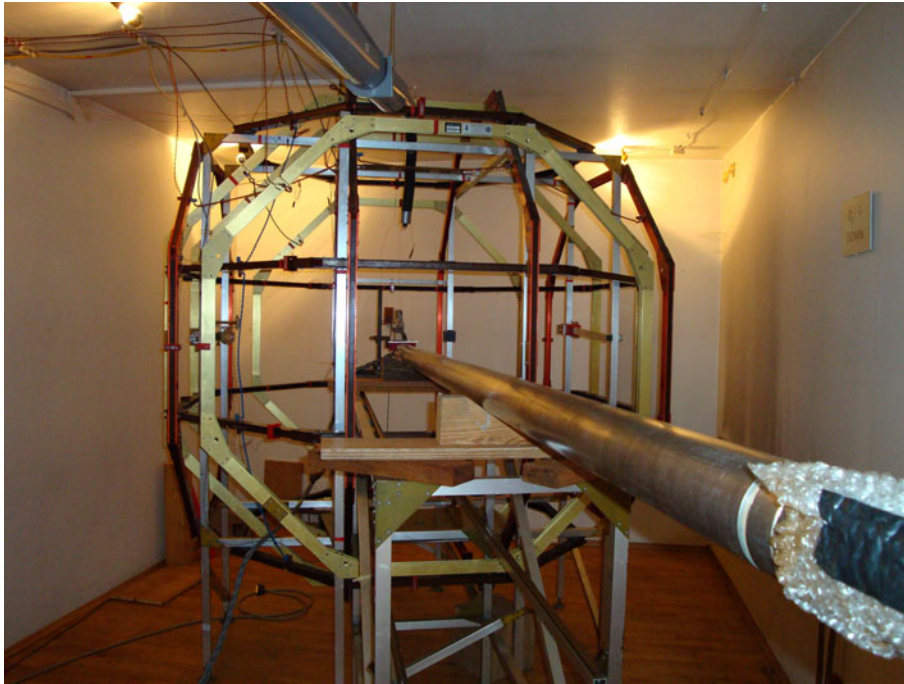


Abbildung 3.1: GBM im Braunbekspulensystem während einer Kalibriermessung.

tungen Felder von ± 50000 nT in 10000 nT Schrittweite für je zwanzig Sekunden erzeugt. Aus den mit dem GBM aufgezeichneten Feldern und dem bekannten anliegenden Feld ist es möglich, die neun Kalibrierparameter zu berechnen. Eine Übersicht über die Prozedur gibt Klein (2009). Eine ausführlichere Beschreibung des Ablaufs und der Auswertung der Kalibriermessungen ist in den jeweiligen Kalibrierreporten zu finden (z.B. Richter 2010).

Die Kalibriermessungen wurden zu verschiedenen Zeiten vor und nach der Messung in Outokumpu wiederholt. Es zeigten sich aber keine signifikanten Änderungen der Parameter. Für die weitere Auswertung werden die Ergebnisse der einzelnen Messungen gemittelt. Die Fehler der einzelnen Parameter ergeben sich aus der Standardabweichung aller Kalibriermessungen. Die so bestimmten Parameter folgen zu:

$$\xi_{x,y} = (9 \pm 3) \cdot 10^{-2}^\circ$$

$$\xi_{x,z} = (-1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}^\circ$$

$$\xi_{y,z} = (-1.0 \pm 1) \cdot 10^{-2}^\circ$$

$$B_x^{off} = (99 \pm 2) \text{ nT}$$

$$B_y^{off} = (317 \pm 3) \text{ nT}$$

$$B_z^{off} = (187 \pm 1) \text{ nT}$$

$$\sigma_x = (0.9982 \pm 0.0004)$$

$$\sigma_y = (1.0068 \pm 0.0003)$$

$$\sigma_z = (0.9940 \pm 0.0003)$$

Eingesetzt in folgende Matrizen (siehe Richter 2010)

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$$\underline{\underline{\omega}} = \begin{pmatrix} 1 & \cos \xi_{x,y} & \frac{\cos \xi_{x,z} \cos \xi_{y,z} - \cos \xi_{x,y} \cos \xi_{x,z}}{\sin \xi_{x,y}} \\ 0 & \sin \xi_{x,y} & \frac{\cos \xi_{y,z} - \cos \xi_{x,y} \cos \xi_{x,z}}{\sin \xi_{x,y}} \\ 0 & 0 & \sqrt{\sin^2 \xi_{x,z} - \frac{(\cos \xi_{y,z} - \cos \xi_{x,y} \cos \xi_{x,z})^2}{\sin^2 \xi_{x,y}}} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

ergibt sich die Korrekturmatrix \mathbf{K} zu:

$$\mathbf{K} = \underline{\underline{\omega}} \underline{\underline{\sigma}}. \quad (3.3)$$

Die Umrechnung von den gemessenen, unkalibrierten (\vec{B}) zu den kalibrierten Daten ($\vec{\tilde{B}}$) erfolgt nach folgender Gleichung (siehe auch Abschnitt 5.2):

$$\vec{\tilde{B}} = \mathbf{K} \cdot (\vec{B} - \vec{B}^{off}). \quad (3.4)$$

3.1.2 Kalibrierung der Magnetfeldsensoren nach dem Auster-Prinzip

Die Kalibrierung der Magnetfeldsensoren mit dem Braunbek-Spulensystem setzt den Zugang zu einer solchen Kalibriereinrichtung voraus und ist somit während einer Messkampagne in der Regel nicht möglich. Aus diesem Grund wurde ein weiteres Verfahren zur Kalibrierung getestet. Bei der Kalibrierung nach dem Auster-Prinzip (Auster 2000) wird die Sonde in mindestens 12 linear unabhängige Positionen gebracht und jeweils das Magnetfeld mit allen drei Sensoren bestimmt. Unter Annahme eines konstanten Hintergrundfeldes kann dann aus einer Minimum-Varianz-Analyse auf die neun Kalibrierparameter geschlossen werden. In Klein (2009) werden die Ergebnisse beider Methoden verglichen. Es zeigt sich, dass die Methode nach Auster grundsätzlich dieselbe Genauigkeit erreicht, jedoch ist der logistische Aufwand hoch. Um die besten Ergebnisse zu erhalten, müssen alle drei Sensoren im positiven und negativen Wertebereich möglichst großen Feldern ausgesetzt werden. Bei der Kalibrierung im Erdfeld in unseren Breiten bedeutet dies, dass die Sonde auch nahezu senkrecht nach oben und unten orientiert werden muss. Im Falle des GBM wurde ein unmagnetisches Holzgerüst mit Flaschenzug gebaut, um die Sonde vertikal auszurichten (siehe Abbildung 3.2).

Aufgrund der stabilen Kalibrierparameter des GBM, welche auch durch den Transport der Sonde nicht beeinflusst werden, wurde auf weitere Kalibriermessungen nach dem Auster-Prinzip während der Outokumpu-Messung verzichtet.

3.1.3 Bestimmung der Übertragungsfunktion der Magnetfeldsensoren

Eine weitere Verwendung für das Braunbekspulensystem ist die Bestimmung der Übertragungsfunktion der Magnetfeldsensoren und der entsprechenden Messelektronik. Das GBM besitzt einen elektronischen Tiefpassfilter, um Alias-Effekte bei der Aufzeichnung



Abbildung 3.2: Unmagnetische Vorrichtung, um das GBM vertikal auszurichten. Standort: Magnetsrode.

und Digitalisierung der Magnetfelddaten zu minimieren. Die Cutoff-Frequenz dieses Filters liegt bei ca. 0.3 Hz. Damit wirkt sich der Filter bei Änderungen der gemessenen magnetischen Flussdichte aus, die in einem Zeitfenster von ca. drei Sekunden auftreten. Besonders bei ruckartigen Drehungen um die z-Achse hat der Filter einen merklichen Einfluss auf das gemessene Signal, da hier Amplitudenänderungen in den horizontalen Fluxgatesensoren von mehreren tausend Nanotesla innerhalb kurzer Zeit (~ 1 s) auftreten können. Das bisherige Programm zum Reduzieren des Filtereinflusses geht von einem idealen Tiefpassfilter aus, dessen Charakteristiken durch die verbauten elektronischen Teile vollständig bekannt sind. Um die Leistungsfähigkeit dieser Korrektur zu überprüfen, wurde das GBM horizontal in dem Braunbek-Spulensystem positioniert und ein periodisches Magnetfeld mit einer Amplitude von 34641 nT bei kompensiertem Erdfeld entlang der Raumdiagonalen des Braunbek-Spulensystems erzeugt. Dies entspricht 20000 nT entlang jeder Komponente des Spulensystems. Da das GBM dabei nicht exakt zum Spulensystem ausgerichtet werden kann, liegen die mit dem GBM gemessenen Amplituden der einzelnen Komponenten etwas unter oder über den zu erwartenden 20000 nT. Die verwendeten Frequenzen reichen von 0.008 Hz bis 1 Hz. Der elektronische Tiefpassfilter hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf Frequenzen kleiner als $f = 0.0625$ Hz, während die Amplitude der Signale mit höherer Frequenz stark gedämpft werden. In Abbildung 3.3 ist dies an der roten Kurve nachzuvollziehen.

Das Signal nach der Korrektur mit dem bestehenden Filter (siehe oben) ist in blau dargestellt. Es zeigt sich für hohe Frequenzen ($f > 0.0625$ Hz) eine bessere Amplitudentreue, als ohne Korrektur. Allerdings wirkt sich diese Korrektur auch auf die niedrigen Frequenzen aus. Das korrigierte Signal hat einen konstanten Versatz von -180 nT für beliebige Frequenzen. Im Ausschnitt in Abbildung 3.3 ist dieser Effekt für eine Frequenz

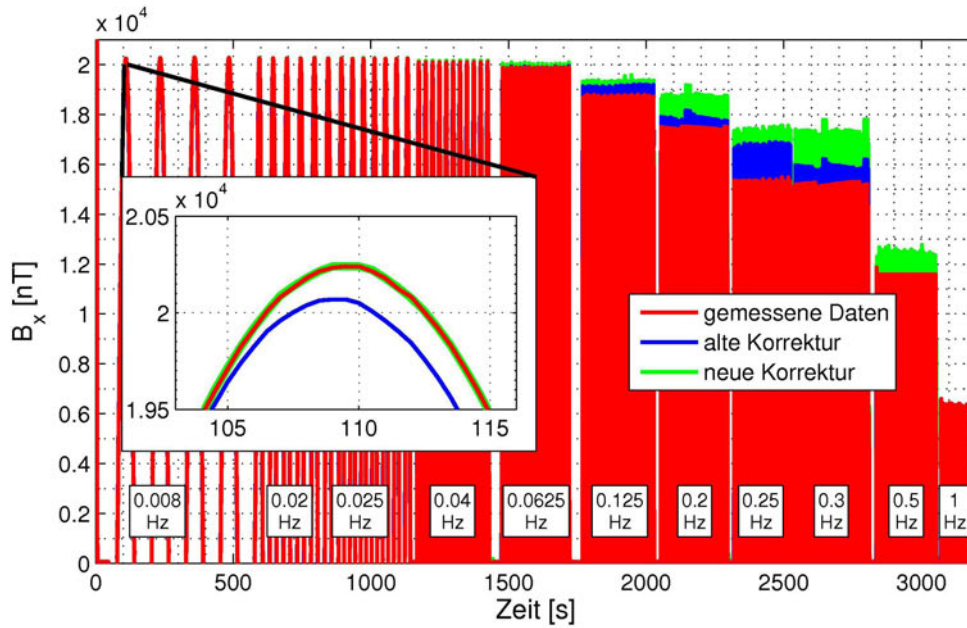


Abbildung 3.3: Vergleich der Auswirkungen der alten Korrektur (blau) mit der neuen Korrektur (grün) auf ein sinusförmiges Testsignal mit zunehmender Frequenz. Rohdaten ohne Heading-Korrekturen in Rot. Der Ausschnitt zeigt die Amplitudentreue der Korrekturen für niedrige Frequenzen. Verwendete Frequenzen: 0.008 Hz, 0.02 Hz, 0.025 Hz, 0.04 Hz, 0.0625 Hz, 0.125 Hz, 0.2 Hz, 0.25 Hz, 0.3 Hz, 0.5 Hz, 1 Hz. Die mit dem neuen Korrektur prozessierten Daten zeigen eine bessere Amplitudentreue für hohe Frequenzen ($f > 0.0625$ Hz), sowie keinen Versatz bei niedrigen Frequenzen.

von $f = 0.008$ Hz dargestellt. Die Ursache hierfür konnte nicht eindeutig bestimmt werden.

Aufgrund dieses Fehlers wurde eine neue Korrektur entwickelt, bei der nicht mehr von einem idealen Tiefpassfilter mit bekannten Charakteristika ausgegangen wird. Das neue Programm nähert die Übergangsfunktion F der Sonde zwischen dem real vorliegendem Signal S_R und dem gemessenen Signal S_M mit Hilfe eines Wiener-Optimalfilters (Buttkus 1991), welcher die mittlere quadratische Abweichung zwischen dem gemessenen und dem anliegenden Feld minimiert. Zwischen dem realen und den gemessenen Feldwerten besteht die Beziehung:

$$S_M(t) = F * S_R(t). \quad (3.5)$$

Das anliegende Feld wird mit dem Braunbek-Spulensystem erzeugt und ist somit hinreichend genau bekannt ($\Delta B = 1$ nT). Durch dieses Verfahren wird nicht nur die Veränderung des Signals aufgrund des Tiefpassfilters bestimmt, sondern auch der Einfluss der restlichen Elektronik, welcher beim alten Programm unberücksichtigt bleibt. Dies entspricht also der kompletten Systemübertragungsfunktion des GBM bezüglich der Magnetfeldmessung. Um die Übertragungsfunktion zu bestimmen, wurden Stufenfunktionen mit dem Braunbek-Spulensystem erzeugt, die dann mit den gemessenen Daten verglichen werden können. Die Einschaltzeit dieser Felder liegt bei ca. 200 ms, sodass bei einer Abtastrate des GBM von 0.5 s von einer idealen Stufenfunktion ausgegangen werden kann.

Da das Berechnen der Übertragungsfunktion F aus einer Stufenfunktion $\Theta(t - t_0)$ zu numerischen Instabilitäten führen kann, wird hier folgende Eigenschaft des Faltungsoperators verwendet. Für

$$A(t) = S(t) * B(t) \quad (3.6)$$

folgt

$$\frac{d}{dt}(A) = \frac{d}{dt}(S * B) = \frac{d}{dt}(S) * B = S * \frac{d}{dt}(B). \quad (3.7)$$

Für die Bestimmung der Übertragungsfunktion können also die Ableitungen der Signale verwendet werden.

Für die Korrektur der gemessenen Daten wird der inverse Filter F^{-1} benötigt, um die Einflussnahme des Systems auf die Messdaten rückgängig zu machen. Zusammen mit Gleichung 3.7 ist damit das Eingangssignal die Ableitung der gemessenen Magnetfelddaten S'_M und das Ausgangssignal die Ableitung der idealen Stufenfunktion Θ , welche dem Deltaimpuls δ entspricht (Bronstein et al. 2001):

$$\frac{d}{dt}(\Theta(t - t_0)) = \delta(t - t_0). \quad (3.8)$$

Der gesuchte Filter $f = F^{-1}$ muss also folgende Gleichung erfüllen:

$$|\delta(t - t_0) - f * S'_M(t)|^2 \stackrel{!}{=} \min \quad (3.9)$$

Wird der Filter auf diese Weise berechnet, werden die Signalanteile der gemessenen Daten mit hoher Frequenz verstärkt. Dies wiederum bewirkt eine starke Zunahme des Rauschens in den korrigierten Daten. Um diesen Effekt zu minimieren wird ein weiterer Filter G eingeführt. G ist die normierte und zentrierte Gauß-Funktion:

$$G(t, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \frac{-t^2}{2\sigma^2}. \quad (3.10)$$

Gefaltet mit einer beliebigen Funktion stellt diese einen Tiefpass dar. Angewandt auf Gleichung 3.9 und unter Berücksichtigung der Kommutativität des Faltungsoperators folgt:

$$|G(t, \sigma) * \delta(t - t_0) - G(t, \sigma) * f * S'_M(t)|^2 \stackrel{!}{=} \min. \quad (3.11)$$

Mit (Bronstein et al. 2001)

$$G(t, \sigma) * \delta(t - t_0) = G(t, \sigma) \quad (3.12)$$

und

$$\tilde{f} = G(t, \sigma) * f \quad (3.13)$$

folgt:

$$|G(t, \sigma) - \tilde{f} * S'_M(t)|^2 \stackrel{!}{=} \min. \quad (3.14)$$

Mit dieser Bedingung lässt sich nun der optimale Filter \tilde{f} berechnen, um die gemessenen Daten um den Einfluss der Systemeigenschaften der Sonde zu bereinigen. Die Standardabweichung σ der Gauß-Funktion G steuert das Verhalten der Korrektur. Kleine σ reproduzieren die Amplituden bei schnellen Drehungen besser, führen aber zu stärkerem Rauschen, bei großen σ wird das Rauschen vermindert aber auch die Amplitudentreue bei schnellen Drehungen reduziert. Als optimale Breite hat sich ein Wert von $\sigma = 1.3 \text{ s}^{-1}$ herausgestellt. Mit diesem Wert bleibt die Rauschcharakteristik nahezu unverändert, aber die Amplituden in Bereichen schneller Drehungen werden besser reproduziert, als mit dem alten Programm (siehe Abbildung 3.3, grüne Kurve im Vergleich zu blauer Kurve). Ein Vergleich der Ergebnisse zwischen den korrigierten Daten mit dem Tiefpassfilter G und der korrigierten Daten ohne Glättung ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

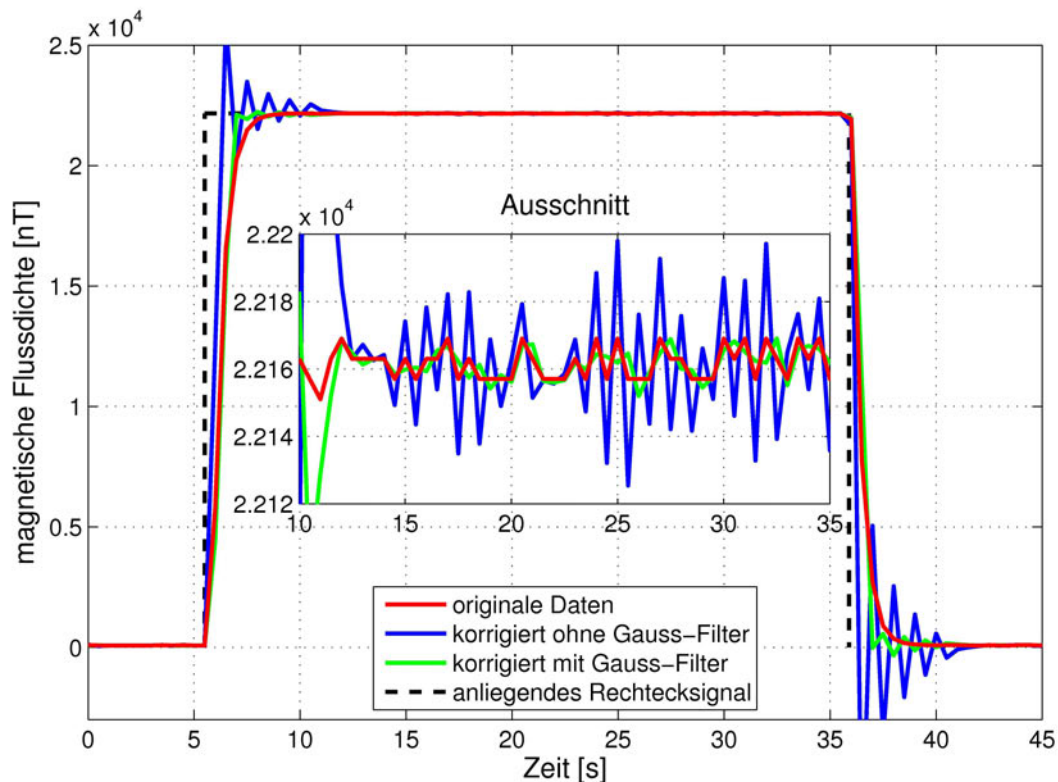


Abbildung 3.4: Vergleich der Ergebnisse der Korrektur mit (grün) und ohne (blau) zusätzliche Glättung. Der Ausschnitt zeigt vergrößert das Rauschen im konstanten Bereich. Das anliegende Rechtecksignal ist schwarz gestrichelt eingezeichnet.

Das anliegende Feld für die gezeigten Daten ist ein Rechtecksignal (schwarz gestrichelt), welches mit dem Braunbek-Spulensystem erzeugt wurde. Ohne zusätzliche Glättung durch die Gauß-Funktion zeigt sich zwar ein steilerer Anstieg der korrigierten Daten, der das anliegende Feld besser reproduziert, aber dafür wird der Übergangsbereich der Stufenfunktion durch den verstärkten hochfrequenten Anteil stark gestört. Auch das Rauschen in dem konstanten Bereich (siehe Ausschnitt Abbildung 3.4) ist erhöht. Das reproduzierte Feld unter Verwendung des geglätteten Optimalfilters zeigt einen besseren

Kompromiss zwischen Amplitudentreue im hochfrequenten Bereich und Rauschreduzierung und wird somit für die weitere Datenverarbeitung verwendet.

3.1.4 Bestimmung der Schiefstellung der faseroptischen Kreisel untereinander

Analog zu den Magnetfeldsensoren kann auch das Faserkreiselsystem Headingfehler aufweisen. Besonders die Schiefstellung der Kreisel untereinander ist für die genaue Bestimmung der Orientierung der Sonde wichtig. Eine Abweichung von der orthogonalen Anordnung führt dazu, dass eine Drehung um z.B. die z-Achse ein Signal im x-Kreisel hervorruft. Dieses wird bei angenommener orthogonaler Anordnung als Drehung um die entsprechende Achse missinterpretiert. Somit würde die Lage der Sonde falsch berechnet werden.

Um die Schiefstellung der Kreisel zu untersuchen, muss die Sonde um die Achse eines Kreisels gedreht werden. Stehen die anderen beiden Kreisel exakt senkrecht zu dieser Achse, darf keine Rotation in den orthogonalen Komponenten gemessen werden. Stehen die Kreisel nicht senkrecht, kann aus dem projizierten Anteil der Drehung der Winkelfehler berechnet werden. Für diese Methode ist es wichtig, die Rotationsachse während der Drehung auf wenige Milligrad konstant zu halten, da nicht zwischen einer Variation der Drehachse und der Schiefstellung unterschieden werden kann. Dies ist uns nur bei einer Drehung um die Symmetrieachse des Sondengehäuses gelungen. Somit konnte nur die Schiefstellung zwischen dem R_x - und R_z -Kreisel, bzw. R_y - und R_z -Kreisel bestimmt werden.

Der Effekt der Schiefstellung der Kreisel untereinander auf die Reorientierungsgenauigkeit hängt von der Bewegung um die jeweilige Achse ab. Während einer Messung rotiert die Sonde nur wenig um die Achsen der horizontalen Kreisel, so dass der Fehler durch eine Schiefstellung zwischen dem x- und dem y-Kreisel nur sehr gering ist. Als Abschätzung wird der Winkelfehler zwischen R_x und R_y zu 0.2° angenommen und die Rotation um R_x über der gesamten Messung aus der maximalen Bohrlochneigung (siehe Abbildung 2.5) zu 10° bestimmt. Damit würde sich ein Fehler ΔR_y von

$$\Delta R_y = \sin 0.2^\circ \cdot 10^\circ = 0.035^\circ \quad (3.15)$$

ergeben. Dies liegt unter der Einnordungsgenauigkeit der Sonde und kann somit vernachlässigt werden. Anders ist dies bei der Rotation der Sonde um die Symmetrieachse. In diesem Fall ist die Rotation nicht durch die Bohrlochgeometrie eingeschränkt und kann während einer Messung mehrere volle Umdrehungen betragen. Als Beispiel soll hier die Messung M6 dienen, in der die Sonde im Downlog ca. zehnmal um die Symmetrieachse rotiert hat. Unter Annahme des unten bestimmten Winkelfehlers von $N_{R_x, R_z} = -0.19^\circ$ würde sich der Fehler in dem x-Kreisel zu

$$\Delta R_y = \sin -0.19^\circ \cdot 3600^\circ = -11.9^\circ \quad (3.16)$$

ergeben. Somit ist die Korrektur der Schiefstellung der horizontalen Kreisel zu dem vertikalen Kreisel äußerst wichtig für die Genauigkeit der Reorientierung.

Um die Schiefstellung des x- und y-Kreisels zum z-Kreisel zu untersuchen, wurde die Sonde auf zwei mit Rolllagern versehenen Stützen gelagert. Dann wurde die Sonde

mit einer möglichst gleichmäßigen Drehung per Hand um 720° rechts herum gedreht und nach kurzer Zeit um denselben Winkel wieder zurück gedreht. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 3.5 aufgetragen.

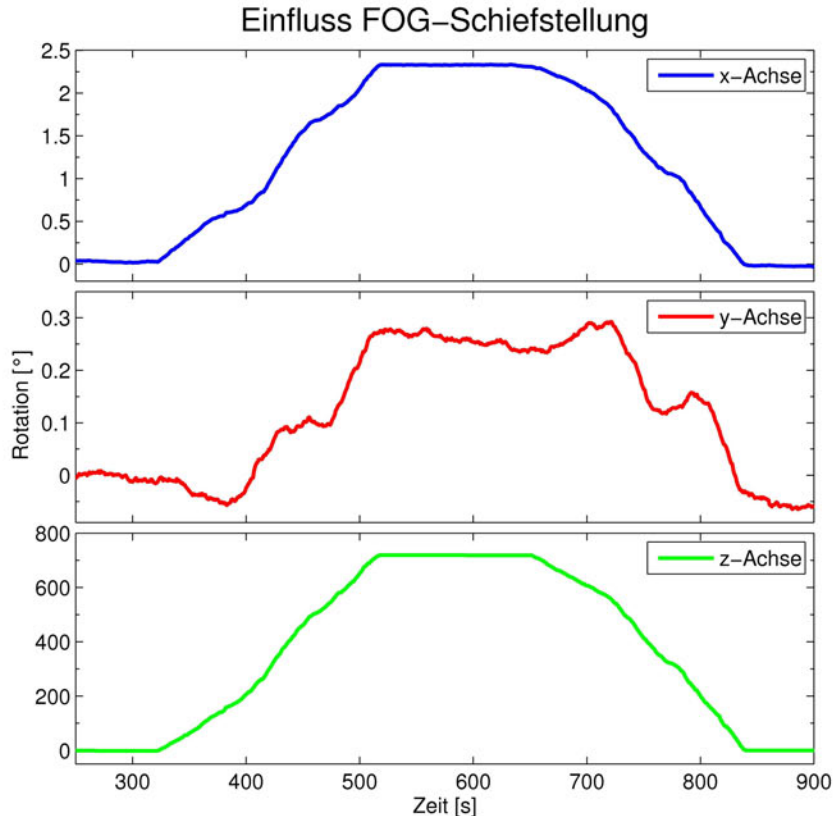


Abbildung 3.5: Vergleich der temperatur- und driftkorrigierten, sowie akkumulierten Faserkreiselraten bei einer Rotation des GBM um die Symmetrieachse (z). x- und y-Komponente zeigen Einfluss einer Schiefstellung gegen z.

An diesen Daten ist eine eindeutige Korrelation zwischen den Daten des z-Kreisels und den x- bzw. y-Kreisel zu erkennen. In Klein (2009) ist die vollständige Beschreibung der Berechnung der Fehlwinkel angegeben. Sie ergeben sich zu

$$N_{Rx,Rz} = -0.19^\circ \quad , \quad N_{Ry,Rz} = -0.02^\circ .$$

Um die gemessenen x- und y-Faserkreiselraten um den Einfluss der Schiefstellung zum z-Kreisel zu korrigieren, sind folgende Gleichungen anzuwenden:

$$\tilde{R}_x = R_x + R_z \cdot \sin N_{Rx,Rz} , \quad (3.17)$$

$$\tilde{R}_y = R_y + R_z \cdot \sin N_{Ry,Rz} . \quad (3.18)$$

3.1.5 Bestimmung der Schiefstellung der faseroptischen Kreisel gegen das Magnetfeldsensoren-Triplet

Im GBM werden zwei unterschiedliche Messsysteme verwendet, das Magnetfeldsensoren-Triplet und das System der Faserkreisel. Bei der Reorientierung wird aus den Faserkrei-

selinformationen auf die Lage der Sonde im Raum geschlossen und damit das gemessene Feld aus dem SONDENSYSTEM x, y, z auf das geografische System Nord, Ost, Vertikal projiziert. Wenn die beiden Systeme gegeneinander verdreht sind, wird der Einfluss der Sondenrotation nicht mehr vollständig aus den Magnetfelddaten entfernt. Ehmann (2010) hat diesen Effekt bei einer Testmessung mit dem GBM entdeckt und aus den Messdaten die Verkipfung der z -Komponente der Magnetfeldsensoren gegen die z -Komponente des Faserkreisel systems zu

$$\varphi_x = 0.165^\circ$$

um die x -Achse und

$$\varphi_y = -0.028^\circ$$

um die y -Achse bestimmt. Die Bestimmung einer möglichen Verdrehung um die z -Achse ist nur möglich, wenn man die Sonde zu einem wohlbekannten äußeren Magnetfeld (z.B. mit dem Braunbek-Spulensystem generiert) besser als 0.01° ausrichten kann. Dies ist momentan noch nicht möglich, wird aber für zukünftige Kalibriermessungen angestrebt.

Um den Einfluss der Verdrehung der beiden System aus den Magnetfelddaten zu entfernen, werden diese mit einer Drehmatrix multipliziert. Diese setzt sich aus einer Drehung um die x -Achse (\mathbf{A}_x) und um die y -Achse (\mathbf{A}_y) zusammen.

$$\mathbf{A}_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi_x & \sin \varphi_x \\ 0 & -\sin \varphi_x & \cos \varphi_x \end{pmatrix} \quad \mathbf{A}_y = \begin{pmatrix} \cos \varphi_y & 0 & -\sin \varphi_y \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \varphi_y & 0 & \cos \varphi_y \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Da die Winkelfehler zwischen den Systemen hinreichend klein sind, ist die Reihenfolge der Drehungen egal. Für solch kleine Winkel gilt das Kommutativgesetz für Drehmatrizen, so dass sich die Gesamtdrehmatrix \mathbf{A} ohne Beschränkung der Allgemeinheit zu

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_x \cdot \mathbf{A}_y \quad (3.20)$$

ergibt. Setzt man die oben genannten Fehlwinkel ein, folgt:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 4.89 \cdot 10^{-4} \\ 0 & 1 & 2.88 \cdot 10^{-4} \\ -4.89 \cdot 10^{-4} & -2.88 \cdot 10^{-4} & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

Der reorientierte Magnetfeldvektor, korrigiert um die Verdrehung der Sensorsysteme $\tilde{\vec{B}}_{Reor}$, ergibt sich durch Multiplikation der Drehmatrix \mathbf{A} mit dem Vektor des reorientierten Magnetfeldes \vec{B}_{Reor} .

$$\tilde{\vec{B}}_{Reor} = \mathbf{A} \cdot \vec{B}_{Reor} \quad (3.22)$$

3.1.6 Bestimmung der Temperaturdrift des ersetzten faseroptischen Kreisels

Die im GBM verbauten Faserkreisel haben zwei Charakteristika, welche sich wesentlich auf die Genauigkeit der Reorientierung auswirken. Dies ist zum Einen eine temperaturabhängige Drift und zum Anderen die Verteilung des Rauschens der Daten. Besonders

die Drift der Kreisel wirkt sich deutlich auf die Reorientierung aus. Um diese zu bestimmen, wurden von Steveling et al. (2005) Kalibriermessungen durchgeführt, bei denen die Sonde ortsfest mit bekannter Orientierung zu geografisch Nord gelagert wurde und für unterschiedliche Temperaturen über Stunden die Faserkreiselwerte aufgezeichnet wurden. Nach Entfernung des Einflusses der Erdrotation aus den Daten (siehe Abschnitt 5.3.3) konnte so die Drift bestimmt werden. Bei diesen Messungen stellte sich heraus, dass der Kreisel entlang der x-Achse eine sehr viel stärkere Drift im Vergleich zu dem y- und dem z-Kreisel aufwies. Aus diesem Grund wurde der x-Kreisel ausgetauscht. Die nötige Bestimmung der Drift und des Rauschens des neuen Kreisels wurde von Klein (2009) durchgeführt und beschrieben. Gleichzeitig wurden hier auch die Driften der anderen Kreisel bestimmt, um eine mögliche Veränderung mit der Zeit zu untersuchen. Im Rahmen der Messgenauigkeit haben sich die Eigenschaften der Kreisel nicht verändert (Klein 2009).

In Abbildung 3.6 sind die temperaturabhängigen Driften der Kreisel im Temperaturbereich von 0 °C bis 75 °C (Temperatur T_1) aufgetragen. Die Stützpunkte ergeben sich aus den Mittelwerten der Scharen der Messwerte im entsprechenden Temperaturbereich (Steveling et al. 2005, Klein 2009).

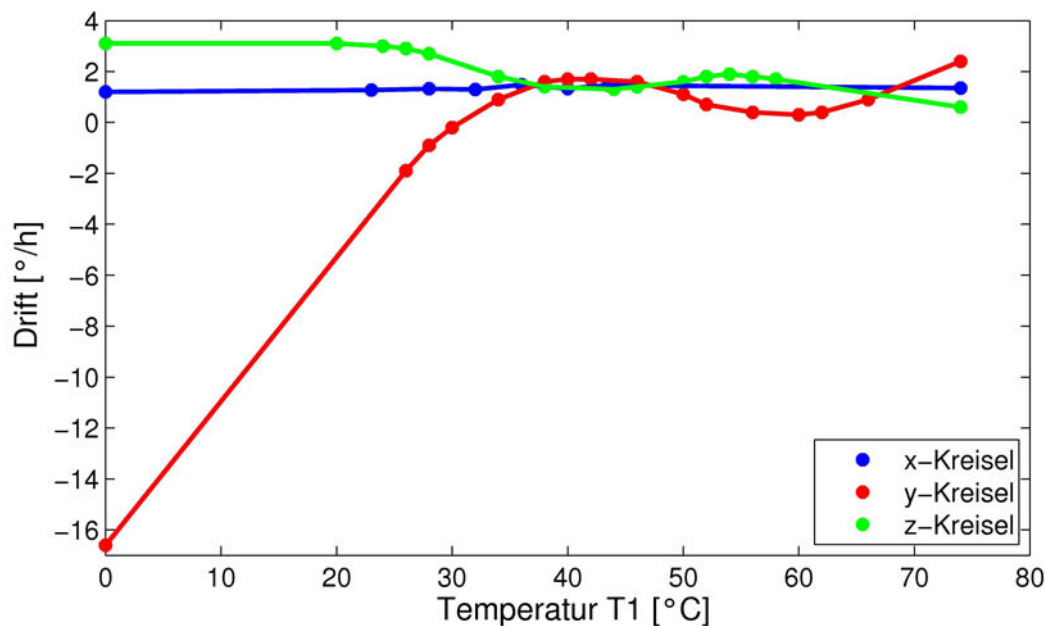


Abbildung 3.6: Temperaturabhängige Drift der im GBM verbauten Faserkreisel.

Die Bereiche zwischen den Stützpunkten werden linear interpoliert, um die Drift für eine beliebige Temperatur berechnen zu können (siehe Abschnitt 5.2). Anhand der Abbildung 3.6 lässt sich auch die optimale Arbeitstemperatur der Sonde bestimmen. Im Temperaturbereich zwischen 35 °C und 50 °C ist die Drift der Kreisel am geringsten und variiert nur wenig mit der Temperatur. Dieser optimale Temperaturbereich wird durch die Verwendung von Heizelementen (siehe Abschnitt 2.3) gezielt eingeregelt.

Neben der Drift ist auch das Rauschen der Kreisel von Interesse. Dieses beschreibt die systeminherente Variation der Messdaten, unabhängig von einer realen Drehung des Kreisels. Dieses Rauschen zeigt die Charakteristik einer Normalverteilung, und ist somit

durch eine Gauß'sche Verteilungsfunktion (siehe Gleichung 3.10) beschreibbar. Steveling et al. (2005) nutzten die Messungen zur Driftbestimmung, um die Standardabweichung σ der Messwertverteilung in Abhängigkeit von der Temperatur zu bestimmen. Es zeigt sich, dass mit zunehmender Temperatur die Standardabweichung leicht abnimmt. Im Bereich der angestrebten Arbeitstemperatur kann diese aber als konstant angesehen werden. In Abbildung 3.7 sind die Verteilungsfunktionen der Messdaten der drei Faserkreisel aufgetragen. Die Messungen wurden von Klein (2009) in einem Temperaturbereich von ca. 2 °C bis 6 °C aufgenommen, so dass die hier bestimmte Breite der Verteilung des Rauschens als obere Grenze anzusehen ist.

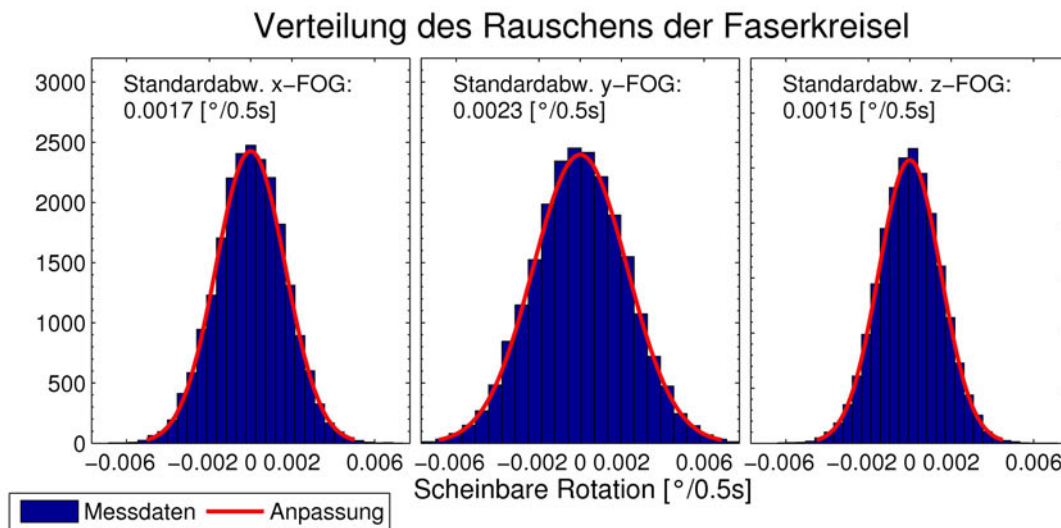


Abbildung 3.7: Verteilungsfunktionen des Rauschens der drei Faserkreisel (x-FOG, y-FOG und z-FOG). Rot: Anpassung durch eine Gauß'sche Verteilungsfunktion mit angegebener Standardabweichung.

Da sich das Rauschen durch die Gauß'sche Verteilungsfunktion analytisch beschreiben lässt, kann auch eine empirische Studie über die Auswirkung auf die Orientierungsgenauigkeit gemacht werden. Dazu wurden 2000 Datensätze mit jeweils 30000 Datenpunkten¹ für jeden der drei Faserkreisel nach Gleichung 3.10 mit den in Abbildung 3.7 vorgestellten Standardabweichungen generiert. Diese synthetischen Daten wurden in eine Drehmatrix (Gleichung 5.10 und 5.12 in Abschnitt 5.3.1) umgerechnet. Somit konnte eine scheinbare Sondenorientierung berechnet werden, die nur aufgrund des Rauschens der Kreisel auftritt. Solch eine Abweichung aufgrund stochastischer Effekte wird auch als Irrfahrt oder Random-Walk bezeichnet (Kaye 1993). Aus einer statistischen Analyse der 2000 Datenreihen kann die Standardabweichung der Deklination und Inklination nach 30000 Datenpunkten berechnet werden:

$$\sigma_{Dek} = 0.36^\circ \quad , \quad \sigma_{Ink} = 0.37^\circ. \quad (3.23)$$

Gerade bei längeren Messungen ($T > 2$ h) wird dieser Fehler für die Genauigkeit der Orientierung relevant und muss durch Korrekturen (z.B. Offset-Korrektur, siehe Abschnitt 5.3.4) reduziert werden.

¹Entspricht einer Messung von 4.2 Stunden bei einer Abtastfrequenz von 2 Hz.

3.2 Aufbau und Kalibrierung der neuen Orientierungshilfe

Um das GBM zu Beginn der Messung in eine wohldefinierte Position zum geografischen Referenzsystem zu bringen, ist es notwendig, die genaue Deklination und Inklinatation zu einem definierten Zeitpunkt zu kennen. Im Fall der Inklinatation wird dies erreicht, in dem die Sonde am Kabel über der Bohrung hängt. Unter der Annahme einer radialsymmetrischen Gewichtsverteilung kann dann eine Inklinatation von 0° angenommen werden. Im Fall der Deklination ist die Nullpunktbestimmung schwieriger. Hier muss die Sonde um die Symmetrieachse gedreht und mit der sogenannten Nordmarke² auf eine vorher eingemessene Marke (siehe Abschnitt 4.2) ausgerichtet werden. Diese Prozedur wird im Folgenden vereinfacht "Einnorden" genannt, da hier die Orientierung der Sonde zu der wahren Nordrichtung bestimmt wird. Bisher wurde dies mit einem Laserpointer bewerkstelligt, welcher mit einem Aufsatz an dem GBM befestigt wurde. Der Aufsatz wurde mittels einer Nase an der Nordmarke orientiert. Um nun die Sonde auf die Referenzmarke auszurichten, musste der Benutzer die Sonde so drehen, dass der Laserpunkt auf dem Mittelpunkt der Marke lag. Dies erwies sich als schwierig für Entfernungen von mehr als 10m zwischen Bohrloch und Zielmarke, da dann kleine Lageänderungen vom Benutzer nicht mehr auflösen waren. Um nun die Einnordungsgenauigkeit zu verbessern wurde eine neue Zieleinrichtung entworfen, bei der man mittels eines Zielfernrohrs mit vierfacher Vergrößerung die Zielmarke anpeilt. Damit ist es dem Benutzer möglich, die Sonde im Feld mit einer Genauigkeit besser als $5 \cdot 10^{-2}^\circ$ (siehe Abschnitt 4.3) auszurichten.

3.2.1 Aufbau

Die wichtigste Bedingung beim Entwurf der neuen Zieleinrichtung war, das Zielfernrohr stabil mit dem GBM Gehäuse zu verbinden, sodass es bei jedem Anbau in einer reproduzierbaren Lage angebracht werden kann. Dies wurde erreicht, in dem man zwei fest miteinander verbundene Aluminiumplatten in einem Abstand von 8 cm als Grundkörper verwendet, wobei die obere mittels einer Aluminiumnase in die Nordmarke greift (siehe Abbildung 3.8 b). Mittels einer Rückenplatte, welche von hinten mit zwei Schrauben mit der Halterung verbunden wird, ist somit die Halterung gegen Verdrehen um die Symmetrieachse der Sonde, als auch gegen Verkippen gesichert. Das Zielfernrohr ist über eine plangefräste Anschlagplatte seitlich an der Halterung befestigt. Diese Montage erlaubt es, das Fernrohr um die horizontale Achse zu schwenken, um eventuelle Höhenunterschiede zwischen Zielfernrohr und Zielmarke auszugleichen.

Die Zielmarke besteht aus einer Aluminiumplatte, bei der die Mitte und die anzupeilenden Ziele durch schwarze Dreiecke markiert sind (siehe Abb. 3.9). Der Abstand zwischen Mittelpunkt und rechtem, beziehungsweise linkem Ziel entspricht gerade dem Abstand zwischen optischer Achse des Zielfernrohrs und Mittelachse der Halterung. Die Markierung der Ziele über Dreiecke dient der genauen Ausrichtung. So kann das Absehen³ in der Mitte der Markierungen gehalten werden ohne die Markierung zu überdecken (bei größeren Entfernungen zwischen Sonde und Zielmarke, $> 20\text{m}$) oder Genauigkeit

²Ca. 1 mm tiefe und 3 mm breite Einfräsung oben und unten am Sondengehäuse.

³Fadenkreuz des Zielfernrohrs

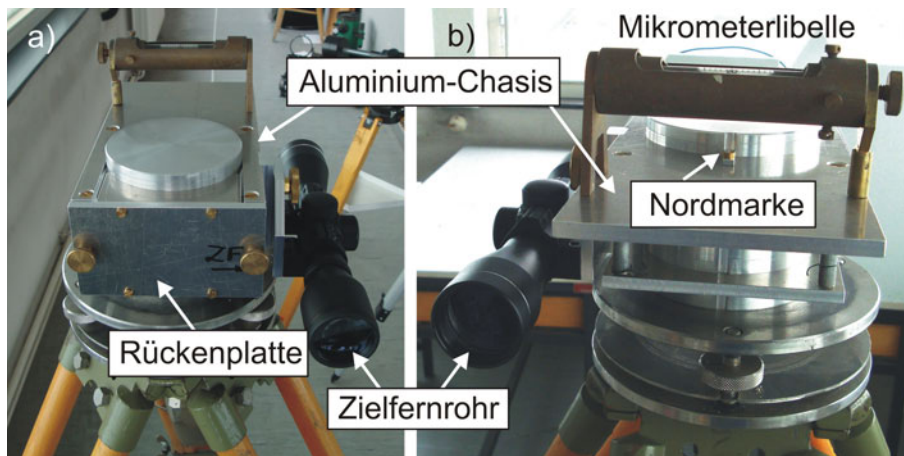


Abbildung 3.8: Neue Zieleinrichtung während der Kalibrierung. a) Ansicht von hinten, b) Ansicht von vorn. Mikrometerlibelle diente zur Nivellierung des Aufbaus für die Kalibrierung.

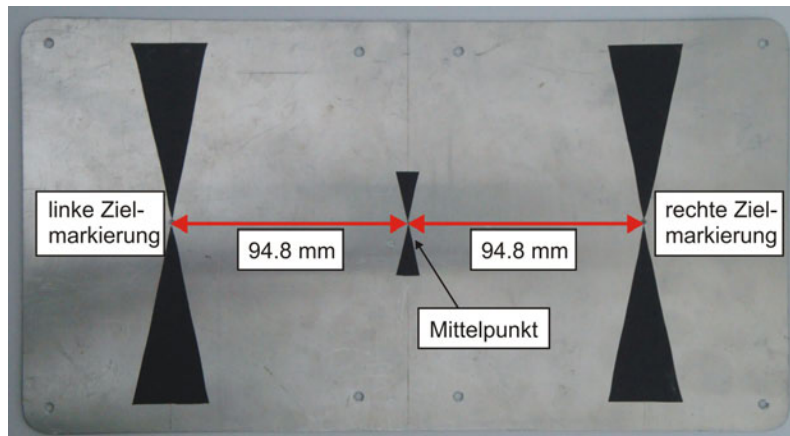


Abbildung 3.9: Foto der Zielmarkierung, benötigt für den Einnordungsprozess. Abstand des Mittelpunktes zu der linken- und rechten Zielmarkierung entspricht dem Abstand vom Sondenmittelpunkt zur optischen Achse der Zieleinrichtung.

einzubüßen (bei geringeren Entfernungen, $< 10\text{m}$).

3.2.2 Kalibrierung

Bei der Verwendung eines Zielfernrohres ist zu beachten, dass die optische Achse einen Versatz zum Mittelpunkt der Sonde aufweist. Dieser Offset kann durch Vermessen der Bauteile zu $94.8 \pm 0.2\text{mm}$ bestimmt werden und definiert den Abstand zwischen Mittelpunkt und Zielmarkierung auf der Zielmarke.

Da beim Bau der Halterung und der Montage des Zielfernrohr leichte Abweichungen nicht ausgeschlossen werden können, muss überprüft werden, ob die optische Achse des Zielfernrohres parallel zu der Mittelpunktsachse der Halterung (definiert durch die Nordmarke) verläuft. Um eine reproduzierbare Position der Zieleinrichtung während der Kalibriermessungen zu gewährleisten, wurde ein Aluminiumzylinder mit dem Durchmesser

des Sondengehäuses mit einer Fräsung versehen und fest auf einem Stativ aufgebaut. Auf diesen Adapter kann dann die Zieleinrichtung angebaut werden (Abbildung 3.8). In einer Entfernung von 22.21 m zum Mittelpunkt des Aluminiumzylinders ist ein weißes Papier an der Wand angebracht.

In Abbildung 3.10 ist der Ablauf der Kalibrierung skizziert. Zunächst wird die Zielein-

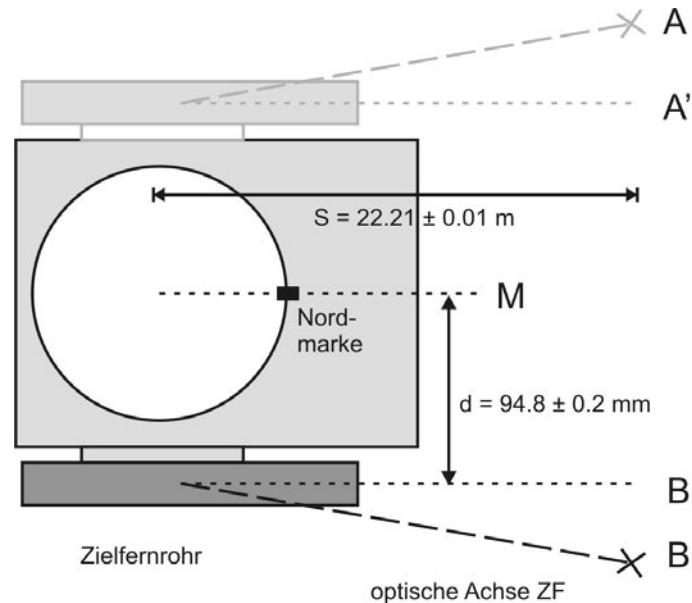


Abbildung 3.10: Skizze des Kalibriervorgangs der Zieleinrichtung. Sicht von oben. Vor der Kalibrierung werden Punkte A (linksseitige Zielfernrohr-Montage, grau) und B (rechtsseitige ZF-Montage), nach der Kalibrierung A' und B' angepeilt. Bei erfolgreicher Kalibrierung entspricht der Abstand $\overline{A'B'}$ dem doppelten Abstand zwischen Mittelpunktsachse M und Mittelpunkt Zielfernrohr von $D = 189.6$ mm.

richtung rechtsseitig (Nordmarke oben, wie in Abbildung 3.8) an dem Aluminiumzylinder befestigt. Dann schaut der Benutzer durch das Fernrohr und lässt den Punkt, auf dem das Fadenkreuz liegt durch einen Kollegen auf dem Papier markieren (Punkt B). Als nächstes wird das Fernrohr in die linksseitige Position angebracht (Nordmarke unten) und diese Prozedur wiederholt. Nun kann der Abstand der beiden Punkte A und B auf dem Papier bestimmt werden. Dieser muss dem doppelten Abstand D zwischen Mittelpunktsachse M und dem Mittelpunkt des Fernrohrs von $D = 2 \cdot d = 189.6$ mm entsprechen. Ist dies nicht der Fall, wird die Richtung der optischen Achse des Fernrohres mit Hilfe der eingebauten Nivellierschrauben angepasst und erneut der Abstand zwischen A und B bestimmt.

Mit dieser Methode kann auch die Genauigkeit der Einnordung mit der neuen Zieleinrichtung bestimmt werden. Dazu wurde die Zieleinrichtung mehrmals ab- und wieder angebaut und jeweils der angepeilte Punkt markiert. Auf diese Weise sind die mechanischen Einflüsse und die systematischen Fehler beim Ablesen vergleichbar mit einer Messung am GBM. Die so erzeugte Punktwolke hat eine Streuung von ± 2 mm. Auf einer Distanz von 22.21 m folgt damit eine unter Laborbedingungen maximal erreichbare Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-3}^\circ$. Die Genauigkeit der Einnordung unter realen Bedingungen wird in Abschnitt 5.3.2 zu $5 \cdot 10^{-2}^\circ$ bestimmt.

In Abbildung 3.11 ist die Anwendung der Zielhilfe gezeigt. Während ein Mitarbeiter

(linkes Bild, unten rechts) die Sonde stabilisiert und auf die vertikale Orientierung achtet, wird die horizontale Ausrichtung der Sonde auf die Zielmarke mittels der Zieleinrichtung überprüft und entsprechend nachkorrigiert. Auf dem rechten Bild ist die Sicht durch das Zielfernrohr auf die Zielmarke gezeigt (Abstand ca. 40 m).



Abbildung 3.11: Links: Einnordungsprozedur mit der neuen Zieleinrichtung. Rechts: Sicht durch die Zielhilfe auf die anzupeilende Zielmarke in 40 m Entfernung.

Der Ablauf des Einnordens vor und nach den Bohrlochmessungen mit dem GBM ist in Abschnitt 4.3.2 beschrieben. In Abschnitt 5.3 werden dann die Ergebnisse der Einnordung bei der Reorientierung der Magnetfelddaten verwendet.

4 Messungen in und an der Tiefbohrung Outokumpu

In diesem Kapitel werden die einzelnen bohrlochmagnetischen Messungen mit dem GBM in der Outokumpu-Bohrung beschrieben. Außerdem werden die Positions- und Orientierungsbestimmungen mit einem Satelliten gestützten System (Differential Global Positioning System, DGPS) vorgestellt. Diese sind für die Einnordung der Sonde vor und nach den Bohrlochmessungen wichtig. Des Weiteren werden auch die Basismagnetometermessungen diskutiert, welche die zeitlichen Variationen des Erdmagnetfeldes während der Messungen aufzeichnen.

4.1 Basismagnetometermessungen

Ziel der Messungen mit dem GBM in der Outokumpu-Bohrung ist die Bestimmung der magnetischen Anomalie in Abhängigkeit von der Teufe. Dabei wird vorausgesetzt, dass die magnetischen Anomalien aufgrund der Gesteinseinheiten zeitlich konstant sind (in der Zeitskala der Messung). Dem entsprechend sind alle Signalanteile, welche mit der Zeit variieren als unerwünschte Störungen zu betrachten. Um diese Störungen aus den Messungen entfernen zu können, wird das magnetische Hintergrundfeld mit einem Basismagnetometer in der Nähe der Bohrung aufgezeichnet¹. Im Falle der Outokumpu-Messung verwendeten wir zwei Basismagnetometer. Ein Fluxgate-Sensor-System, bestehend aus drei orthogonalen Sensoren, sowie ein Overhauser-Magnetometer. Beide Systeme haben eine Auflösung besser als 0.5 nT.

In Abbildung 4.1 sind die Messungen beider Magnetometer für den 06.09.2008 aufgetragen. In grau hinterlegt ist das Zeitfenster, in dem die erste Bohrlochmessung stattgefunden hat. Die Basismagnetometerdaten der restlichen drei Tagen sind in Anhang A.1 zu finden (Abbildungen A.1 bis A.3).

Die Daten der beiden Messsysteme weisen einen Versatz von ca. 50 nT auf, welcher in den Abbildungen auf die Fluxgate-Daten addiert wurde, um die Details besser vergleichen zu können. Dieser Versatz könnte durch fehlerhafte Kalibrierparameter des dreiachsischen Fluxgate-Magnetometers zurückzuführen sein. Aber auch ein Fehler im Overhauser-Magnetometer kann nicht ausgeschlossen werden, da keine Vergleichsdatenquelle vorliegt. Der Vergleichswert des IGRF-11 (Finlay et al. 2010) für das Hintergrundfeld ist mit

¹Entfernung zur Bohrung ca. 100 Meter, um Beeinflussung durch den Messtruck, das Dreibein und der restlichen Logistik zu minimieren.

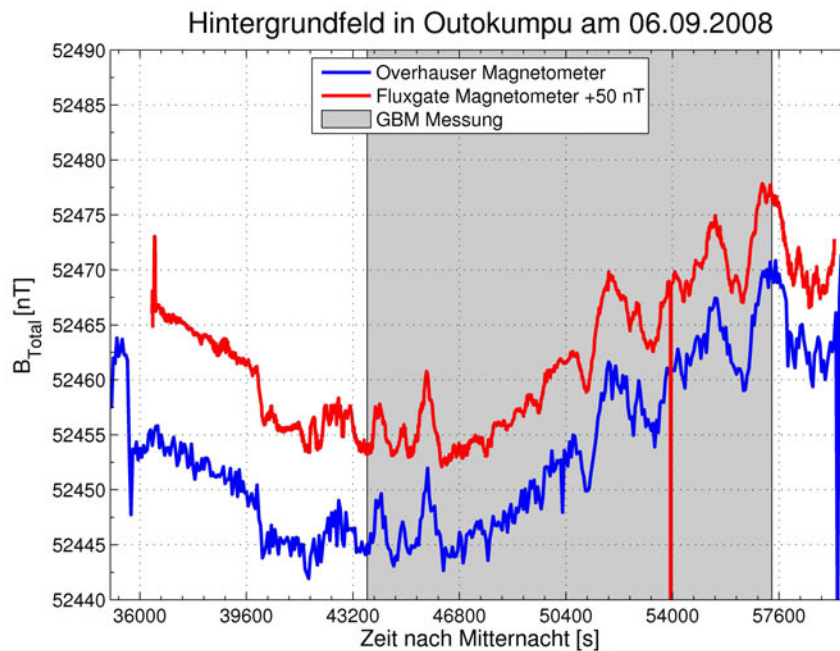


Abbildung 4.1: Basismagnetometer-Daten für den 06.09.2008. Zeit ist in Sekunden nach Mitternacht aufgetragen. Rot: Messung mit einem dreikomponentigen Fluxgate-Magnetometer (Totalfeld berechnet aus den kalibrierten Komponenten), zum besseren Vergleich Daten um 50 nT verschoben. Blau: Messung mit einem Overhauser-Magnetometer. Grau hinterlegt: Zeitfenster, in dem die Bohrlochmessung M1 stattgefunden hat.

52621.6 nT² größer als mit beiden Systemen bestimmt. Dies kann auf die lokale Magnetisierung der Outokumpu-Region zurückzuführen sein, welche bei dem IGRF-Modell nicht berücksichtigt wird.

Abgesehen von dem Versatz ist der zeitliche Verlauf der Magnetometer-Daten sehr ähnlich. Die Variationen des Hintergrundfeldes für alle Messungen sind kleiner als 30 nT und damit geringer als die Ungenauigkeiten der reorientierten Magnetfelder von $\sigma_{B_{Total}} = 71$ nT (siehe Abschnitt 5.6.2). Außerdem wurde mit den Basismagnetometern nur das Totalfeld bestimmt, da eine Orientierung des Fluxgatemagnetometers im geografischen Referenzsystem mit der nötigen Genauigkeit von ca. 0.1 ° nicht möglich war. Aus diesen Gründen wurde auf eine Korrektur der bohrlochmagnetischen Messungen um die zeitlichen Störungen verzichtet.

4.2 DGPS-Vermessung der Bohrung

Um die Anfangs- und Endorientierung der Sonde während der Einnordung bestimmen zu können, muss zunächst eine Basisstrecke in dem geografischen Referenzsystem bestimmt werden. Dazu wurden zwei Trimble 4000 GPS-Empfänger (Trimble 1995) verwendet.

²Berechnet nach dem IGRF-11 für den 09.09.2008, Breite: 62° 43', Länge: 29° 4', Höhe: 0 m. Verwendete Software: <http://www-app3.gfz-potsdam.de/Declinationcalc/declinationcalc.html>

Die GPS-Antenne des ersten Empfängers wurde zentral über der Bohrung positioniert. Die Antenne des zweiten Empfängers wurde in einer Entfernung von 54 m auf einem Stativ aufgebaut. Beide Empfänger wurden dann zeitgleich für 49 Minuten betrieben. Die Empfänger speichern die in dieser Zeit für die Positionsbestimmung verwendeten Satelliten und die jeweilige Signallaufzeit. Bei der anschließenden Auswertung werden nur diejenigen Laufzeiten für die Positionsbestimmung verwendet, die beide Systeme zur selben Zeit empfangen haben. Diese Prozedur wird auch "Differential Global Positioning System" (DGPS) genannt. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung derselben Satelliten ist, dass bei geringen Abständen (< 10 km) atmosphärische Störungen beide Empfänger gleich betreffen. Damit ist eine relative Positionsbestimmung zwischen beiden Antennen auf wenige Millimeter möglich. Mit der verwendeten Software Trimble Geomatics Office (Trimble 1999) zur Auswertung der DGPS-Signale kann auch die Orientierung der Basisstrecke zwischen den beiden Antennen zur wahren Nordrichtung bestimmt werden. Der rechtsläufige Azimut Θ beträgt 143.702° . Die Auswertung der relativen Positionsbestimmung ergibt eine Distanz von $L_B = 53.855$ m mit einer Standardabweichung σ_{Pos} an jedem Punkt von 3 mm. Damit ergibt sich der Fehler des bestimmten Azimut zu

$$\Delta\Theta = \arctan \frac{\sqrt{2} \cdot \sigma_{Pos}}{L_B} = 0.004^\circ. \quad (4.1)$$

Nachdem die Basislinie mit dem DGPS vermessen wurde, wurde die Antenne auf dem Bohrloch durch ein Tachymeter ersetzt. Dabei wurde derselbe Schnellspanner, wie für die Antenne genutzt, sodass die Mittelpunkte beider Geräte auf ca. 1 mm an derselben Stelle liegen. Anstelle der zweiten Antenne wurde ein Vermessungsprisma in den Schnellspanner eingesetzt.

Da aufgrund der Kabeltorsion und dem Aufbau des Bohrlochkopfes (siehe Abbildung 4.3) die Orientierung der Sonde bei dem Einnordungsvorgang in manche Richtung schwierig sein kann, wurden drei Zielplatten um die Bohrung herum in einem möglichst großen Abstand positioniert. Die erste wurde in der Verlängerung der Basislinie an einem Zaun angebracht. Die zweite ebenfalls an einem Zaun, die dritte an einem Baum. Um nun den Azimut der Verbindungslinie zwischen Bohrloch und zweiter, bzw. dritter Zielplatte zur wahren Nordrichtung zu bestimmen, wurde die Mittelpunktmarkierung (siehe Abbildung 3.9) der jeweiligen Platte mit dem Tachymeter angepeilt und der Differenzwinkel zur Basislinie bestimmt. Um die Genauigkeit dieser Messungen zu bestimmen, wurde der Vorgang mehrmals wiederholt. Es zeigt sich eine Reproduzierbarkeit der Ergebnisse von 0.001° , die im Bereich der Auflösung der Winkelbestimmung mit dem Tachymeter liegt. Mit dem Tachymeter konnten auch die Entfernungen zwischen Bohrloch und Zielmarken bestimmt werden. Die Ergebnisse der Vermessung der Zielmarkierungen sind in Tabelle 4.1 zusammen gefasst.

Neben der Länge und dem Azimut der Basisstrecke wurde mit den GPS-Messungen auch die Position der Bohrung im WGS-84 System bestimmt. Diese ergibt sich zu $62^\circ 43' 02''$ nördliche Breite, $29^\circ 03' 44''$ östliche Länge und 121 m Höhe. Da diese Daten nur mit einer unkorrigierten GPS-Messung ermittelt wurden, muss hier ein Fehler von ca. 1" angenommen werden, was 30 m entspricht. Die Lage der Bohrung wird zur Bestimmung der Komponenten der Erdrotation (siehe Abschnitt 5.3.3) benutzt. Die aus der Unsicherheit der Ortsbestimmung resultierende Abweichung in den Komponenten der Erdrotation (siehe Abschnitt 5.3.3) ergibt sich zu $\pm 5 \cdot 10^{-5}^\circ/\text{h}$ und ist damit vernachlässigbar klein.

Markierung	Distanz zur Bohrung [m]	Azimut zu Nord [°]
1	54.95	159.669 ± 0.004
2	30.59	-114.161 ± 0.004
3	34.04	29.977 ± 0.004

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Vermessung der Zielmarkierungen mit Hilfe von DGPS und Tachymeter.

4.3 GBM-Messungen in der Outokumpu-Bohrung

In der Tiefbohrung Outokumpu wurden insgesamt sieben Messungen mit dem GBM durchgeführt. Diese Messungen werden im Folgenden durchnummeriert von M1 bis M7. Anhand dieser Anzahl war es möglich, verschiedene Einstellungen zu testen. Messungen M1, M6 und M7 wurden ohne Zentrierer gefahren, Messungen M2, M3, M4 und M5 mit. Damit kann unter Anderem der Einfluss eines Zentrierers auf die Magnetfeldmessungen und die Lagebestimmung der Sonde mit den Faserkreisel untersucht werden, sowie eine Abschätzung der Reproduzierbarkeit der Messung mit dem GBM gemacht werden.

4.3.1 Abweichung vom Loggingplan

Ursprünglich war geplant, die Bohrung bis zur maximalen Länge von 2516 m zu befahren. Bei der ersten Messung setzte die Sonde allerdings bei ca. 1442 m auf. Um an dem vermeintlichen Hindernis vorbei zu kommen, wurde die Sonde wiederholt angehoben und mit verschiedenen Geschwindigkeiten (5.5 m/min bis 26 m/min) wieder abgesenkt. Bei keinem dieser Versuche gelang es, das Hindernis zu überwinden. Auch bei den nachfolgenden Messungen M2, M5 und M6 setzte die Sonde an dieser Stelle immer wieder auf. Bei Messung M2 wurden beide Zentrierer auf einen Durchmesser von ca. 30 cm eingestellt. Um die Lage der Sonde an der Engstelle zu variieren, wurde bei Messung M5 der untere Zentrierer auf 40 cm Durchmesser und der obere auf 23.5 cm Durchmesser eingestellt. Als ein Grund für das Hängenbleiben wurde die stumpfe Hartgummispitze des GBM vermutet. Deshalb wurde vor der Messung M5 eine neue Aluminiumspitze angefertigt. Beim letzten Versuch (M6) die Stelle bei 1442 m zu passieren, wurde auf den Zentrierer verzichtet und nur die neue Spitze verwendet, auch dies blieb ohne Erfolg. Bei den Messungen M3, M4 und M7 wurde darauf verzichtet, die Sonde aufsetzen zu lassen, um möglichst ungestörte Datensätze zu erhalten.

In der Outokumpu-Bohrung wurde der Durchmesser der Bohrung mit einem TelevIEWER der "Operational Support Group" des Geophysikalischen Forschungszentrums Potsdam bestimmt. Diese Sonde misst unter Anderem mit zwei senkrecht angeordneten Tastarmen den Bohrl Lochdurchmesser in zwei Komponenten und die Neigung der Sonde. Der Durchmesser einer Bohrung wird bergmännisch auch Kaliber genannt. Die Kaliberdaten und die Neigung des Bohrlochs an der entscheidenden Stelle sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Auf der linken Seite sind die beiden Halbachsen des Bohrlochs in Rot und Grün aufgetragen. Es zeigt eine Verengung unter den ursprünglichen Bohrkopfdurchmesser von 21 cm bei 1442.5 m auf 17 cm, bzw. 18.5 cm, sowie Ausbrüche in der Bohrlochwand im Bereich von 1438 m bis 1446 m. Auf der rechten Seite ist die Neigung der TelevIEWER-Sonde gegen die Vertikale aufgetragen. Im Bereich der Engstelle kommt es

zu einer Änderung der Inklination von -1.5° .

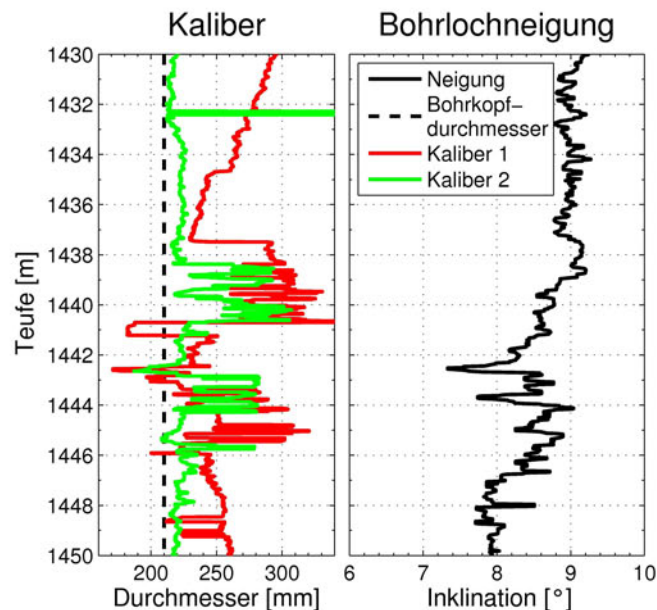


Abbildung 4.2: Kalibermessungen (links) und Neigung des Bohrlochs (rechts) auf Höhe des Aufsatzpunktes. Die gestrichelte Linie gibt den Durchmesser des verwendeten Bohrkopfes von 21 cm wieder.

Der Durchmesser der Bohrung an der Verjüngung ist eigentlich noch ausreichen groß, um das GBM selbst mit Zentrierern passieren zu lassen. Vermutlich führt die Kombination der Verjüngung des Bohrlochs zusammen mit den Ausbrüchen in der Bohrlochwand dazu, dass das GBM verkippt und auf der Einschnürung aufsitzt. Trotz der unterschiedlichen Zentriereinstellungen ist es uns nicht gelungen diese Stelle zu passieren. Es ist bei allen weiteren Messungen in der Outokumpu-Bohrung zu empfehlen, in diesem Teufenbereich mit verminderter Geschwindigkeit zu fahren, um Schäden an den Sonden oder gar ein Verkeilen zu vermeiden.

4.3.2 Beschreibung der GBM-Messungen

Zunächst wird der typische Ablauf einer Messung mit dem GBM in der Tiefbohrung Outokumpu geschildert. Die Sonde wird über den Kabelkopf (Adapter vom Kabel auf den Sondenstecker, wasser- und druckdicht verschraubt) mit dem Messkabel verbunden und in den Bohrlochkopf eingeführt. Dort wird es auf eine definierte Position gebracht (z.B. Übergang Kabelkopf zu GBM auf Oberkante Bohrlochkopf). Ist die Sonde auf dieser Position, wird die Teufe in den aufzeichnenden Systemen auf Null gesetzt. Anschließend wird die Sonde wieder ein Stück angehoben, um die Zieleinrichtung (siehe Abschnitt 3.2) zu montieren. Nun wird das GBM langsam um die Hochachse gedreht und mittels der Zieleinrichtung auf eine der drei eingemessenen Zielmarkierungen ausgerichtet. Diese Position wurde ca. zwei Minuten gehalten. Diese Prozedur wird im Weiteren Einnordung genannt, auch wenn die Sonde dabei nicht nach Norden ausgerichtet wird. In Verbindung

mit den DGPS- und Tachymeter-Messungen ist es aber möglich, die Lage der Sonde zur wahren Nordrichtung zu bestimmen. Die Einnordungsprozedur wurde mit zwei Personen durchgeführt, wobei eine die Sonde in der vertikalen Lage und horizontalen Position stabilisiert, während die andere die horizontale Ausrichtung der Sonde auf die Zielmarke übernimmt. Der Zeitraum, in dem die Einnordung durchgeführt worden ist, wird notiert, um diesen später in den aufgezeichneten Daten identifizieren zu können. Nachdem die horizontale Orientierung abgeschlossen ist, wird die Sonde langsam in eine frei hängende Position gebracht, in der sie weitere ein bis zwei Minuten verbringt. Somit ist sowohl die horizontale, als auch vertikale Orientierung der Sonde zu einem definierten Zeitraum bekannt, und kann für die spätere Datenauswertung verwendet werden.

Als nächstes wird die eigentliche Messung begonnen. Die Sonde wird mit einer Geschwindigkeit von 6 m/min bis 33 m/min, je nach gewünschter räumlicher Auflösung, in die Bohrung hinab gelassen und wieder geborgen. Die Messung während des Hinablassens wird im Folgenden als "Downlog" bezeichnet. Analog dazu wird die Messung beim Ausfahren "Uplog" genannt. Nachdem die Sonde wieder den Bohrlochkopf erreicht hat, wird die Einnordungsprozedur wiederholt.

Nach dieser Vorgehensweise wurden in der Outokumpu-Bohrung sieben Messungen mit dem GBM durchgeführt. Im Anhang A.2 werden die wichtigsten Informationen zu den einzelnen Messungen, wie Gesamtteufe, Messgeschwindigkeit, Zentriererverwendung und andere in Stichpunkten vorgestellt.

Mit der Messung M1 sollten die Bereiche der Bohrung identifiziert werden, die interessante magnetische Anomalien aufweisen. Außerdem sollte der Übergang zur Outokumpu-Formation bestimmt werden. Messung M2 wurde mit Zentrierer gefahren, um die Engstelle zu passieren und die Auswirkung eines Zentrierers auf die Reorientierungsgenauigkeit zu ermitteln. In Messung M1 und M2 wurde bei ca. 80 m eine starke Anomalie entdeckt, welche aufgrund der hohen Fortschrittsgeschwindigkeiten räumlich nur unzureichend aufgelöst wurde. Die räumliche Auflösung ΔT bezeichnet den Messpunktabstand entlang des Bohrlochs. Dieser wird durch die Fortschrittsgeschwindigkeit v der Sonde und der Messfrequenz f von 2 Hz nach folgender Formel definiert:

$$\Delta T = \frac{v}{f}. \quad (4.2)$$

Damit ergibt sich für Messung M1 mit einer Fortschrittsgeschwindigkeit in diesem Bereich von 30 m/min eine Auflösung von $\Delta T = 0.25$ m, für Messung M2 folgt mit $v = 21$ m/min $\Delta T = 0.18$ m. Aus diesem Grund wurde in Messung M3 dieser Teufenbereich mit einer Auflösung von $\Delta T = 5.4$ cm ($v = 6.5$ m/min) untersucht. Außerdem wurde er insgesamt achtmal durchfahren, um die Reproduzierbarkeit der Magnetfeldmessungen zu untersuchen.

Bei Messung M3 kam es, vermutlich aufgrund zu geringer Reibung der Sonde im Bohrloch, zu Schwingungen der Umlenkrolle (durch roten Doppelpfeil in Abbildung 4.3 veranschaulicht). Dies führt zu verfälschten Teufeninformationen. Die Teufe der Sonde wird über ein sogenanntes Teufenrad unmittelbar an der Kabeltrommel aufgezeichnet. Somit wird die abgerollte Kabellänge nach dem Start der Messung als zurückgelegte Teufe interpretiert. Bewegt sich nun die Umlenkrolle auf dem illustrierten Pfad, ändert sich die reale Teufe der Sonde um bis zu einem Meter, ohne dass das Teufenrad eine Ände-

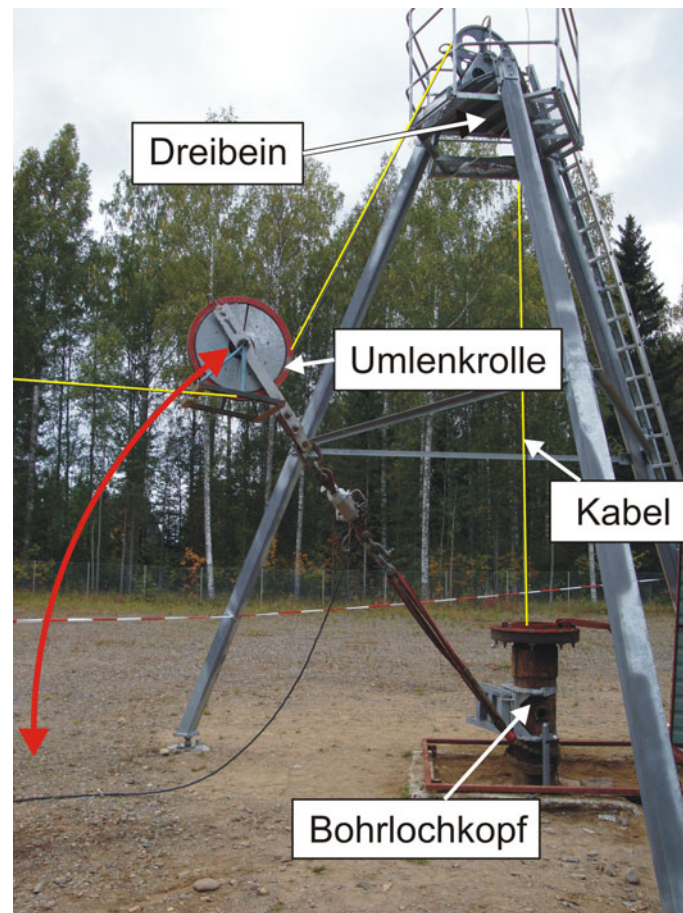


Abbildung 4.3: Fotografie des Dreibeins und des Bohrlochkopfes während einer Messung. Zur besseren Sichtbarkeit wurde das Kabel gelb eingefärbt. Die Umlenkrolle ist beweglich mit dem Bohrkopf verbunden. Die Bewegung der Umlenkrolle während Messung M3 ist durch den roten Doppelpfeil veranschaulicht.

ung aufzeigt. Um diesen Fehler zu vermeiden, wurde die Umlenkrolle während der restlichen Messung beschwert. Bei den übrigen Messungen ist auf eine konstante Position der Umlenkrolle geachtet worden, sodass hier die Zuordnung zwischen aufgezeichneter und realer Teufe möglich ist.

Bei Messung M4 wurde vermieden, die Sonde aufsetzen zu lassen. Diese Messung sollte eine möglichst hohe Qualität haben. Analog zu Messung M3 wurde hier der befahrbare Bereich der Outokumpu-Formation zwischen 1250 m und 1442 m sechsmal durchfahren. Damit ergibt sich eine lange Messzeit von 5.53 Stunden. Mit der Messung M5 wurde versucht mittels der neuen Aluminiumspitze und den asymmetrisch eingestellten Zentrierern die Engstelle zu passieren. Gleichzeitig sollte die Qualität einer Messung mit hoher Fortschrittsgeschwindigkeit untersucht werden. Ähnliches gilt auch für Messung M6. Um den Vorteil der hohen räumlichen Auflösung einer langsamen Fortschrittsgeschwindigkeit mit einer geringen Gesamtmesszeit zu verbinden, wurde in dieser Messung der Downlog mit moderater Geschwindigkeit von 21 m/min bis 6.5 m/min gefahren. Für den Uplog wurde eine Geschwindigkeit von 31 m/min gewählt. Außerdem wurde hier wiederholt versucht ohne Zentrierer aber mit neuer Aluminiumspitze die Engstelle

zu passieren. Aus einer ersten Analyse der Daten während der Messkampagne wurde ersichtlich, dass eine geringe Gesamtmesszeit ohne redundante Teufen mit einer maximalen Geschwindigkeit von ca. 20 m/min die besten Ergebnisse bei der Reorientierung liefert. Dies wurde bei der letzten Messung M7 berücksichtigt. In dieser werden alle Teufenbereiche mit signifikanter Magnetisierung (65 m - 330 m und 1200 m - 1442 m) mit einer hohen räumlichen Auflösung von 5.4 cm aufgezeichnet, während in den Bereichen dazwischen eine Auflösung von rund 18 cm verwendet wurde. Bei dieser Messung wurde auch ein Aufsetzen vermieden.

5 Datenverarbeitung und Reorientierungsprozedur

In diesem Kapitel werden alle Verarbeitungsschritte beschrieben, die notwendig sind, um die gemessenen Rohdaten aus dem Sondensystem xyz in das geographische Referenzsystem NOV (Nord, Ost und Vertikal, abwärts) zu überführen. Vor und während dem eigentlichen Reorientierungsalgorithmus müssen außerdem die in Kapitel 3.1 vorgestellten Kalibrierparameter für die verschiedenen Sensorsysteme mit berücksichtigt werden. In diesem Kapitel werden die Daten der i -ten Datenzeile mit einem vorgestellten i bezeichnet, die x-Komponente der magnetischen Flussdichte zum Zeitpunkt t ist z.B. iB_x .

5.1 Verarbeitung der Rohdaten

Ein Beispiel für die aufgezeichneten Rohdaten des GBM ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Zeile 1 bis 7 umfasst den Header der Datei. Hier stehen alle wichtigen Informationen zu der Messung. In der ersten Zeile stehen die geografische Länge und Breite in Grad (WGS-84 Koordinaten) und die Name der Bohrung. Zeile zwei enthält das Datum der Messung, die Abtastrate und Größe der Faserkreisel Datenwörter. In den Zeilen drei bis sechs sind die Umrechnungsfaktoren zwischen den aufgezeichneten Bit-Werten und den dazu gehörigen physikalischen Größen gegeben. Zeile sieben gibt die Reihenfolge der gemessenen Größen wieder: Zeit, Statuswort, drei Komponenten der gemessenen magnetischen Flussdichte im Sondensystem (B_x in Richtung Nordmarke, B_z entlang der Symmetrieachse der Sonde nach unten, B_y senkrecht auf beiden), Änderung der Orientierung entlang der Sondensystemachsen (R_x , R_y , R_z), Neigungs- bzw. Temperaturwerte, sowie die aktuelle Teufe (bereits in Meter).

Aufgrund der Beschränkung durch die Telemetrie ist es nicht möglich, sämtliche Daten mit 2 Hz auszulesen (siehe Abschnitt 2.3). Dies betrifft die beiden Horizontalkomponenten der Faserkreisel (R_x und R_y), sowie die Neigungs- und Temperatursensoren (N_x , T_1 und N_y , T_2). Letztere werden nur jede Minute ausgelesen, was in den Daten durch eine 0 in der Statuswortspalte (Sts) gekennzeichnet wird. Aufgrund der thermischen Trägheit des GBM stellt dies aber keinen signifikanten Informationsverlust dar; die fehlenden Einträge können linear interpoliert werden. Für die Übertragung der Faserkreisel Daten blieben nach dem Umbau des GBM auf drei Faserkreisel nur 48 Bit Transferrate. Die beiden horizontalen Komponenten werden daher abwechselnd nur jeden zweiten Messschritt ausgelesen, so dass sich für diese eine Messfrequenz von 1 Hz ergibt (siehe Abschnitt 2.3). Die hier abgespeicherten Daten enthalten also die akkumulierten Bewegungsänderungen über 1 s.

```

1 ! Longitude: 29.06528deg Latitude: 62.71740deg Site: Outokumpu
2 ! Date: 08.09.2008 Sampling: 2.00Hz FOG: 24 Bit
3 ! sBx= 0.163830Bit/nT sBy= 0.163830Bit/nT sBz= 0.163830Bit/nT
4 ! sRx= 46603.375Bit/deg sRy= 46603.375Bit/deg sRz= 11650.844Bit/deg
5 ! sNx= 163.830Bit/deg sNy= 163.830Bit/deg
6 ! sT1= 54.605Bit/K sT2= 54.605Bit/K
7 ! Time Sts Bx By Bz Rx Ry Rz Nx,T1 Ny,T2 Depth
8 10:10:57.05 128 4571 5566 6755 0 -156 -1933 8421 8019 0.10
9 10:10:57.54 128 4576 5563 6753 -633 0 -871 8422 8026 0.10
10 10:10:58.04 128 4581 5559 6753 0 69 221 8416 8024 0.10
11 10:10:58.53 128 4575 5562 6753 288 0 2000 8421 8022 0.10
12 10:10:59.03 128 4570 5567 6753 0 12 916 8421 8025 0.10
13 10:10:59.52 128 4566 5571 6755 71 0 167 8423 8026 0.10
14 10:11:00.02 0 4565 5569 6753 0 -31 -1623 9736 8571 0.10
15 10:11:00.51 128 4575 5564 6753 -452 0 -1547 8419 8026 0.10
16 10:11:01.00 128 4578 5560 6749 0 -336 -121 8417 8025 0.10
17 10:11:01.50 128 4579 5561 6751 105 0 861 8418 8024 0.10

```

Abbildung 5.1: Ausschnitt von Rohdaten, aufgezeichnet von dem GBM.

Die erste Korrektur, die auf die Daten angewandt werden muss, ist die Beseitigung der Fehlerzeilen. Ein paar Mal pro Messung kam es zu einem Fehler in dem Computersystem des Messrechners, welcher zum Datenverlust über einen Messpunkt führte. Die Daten der magnetischen Flussdichte (B_j , $j = x, y, z$), der Neigungssensoren bzw. Temperaturen (N_x, T_1, N_y, T_2) und der Teufe T werden absolut gemessen und können somit durch den Mittelwert der benachbarten Zeilen ersetzt werden. Ungenauigkeiten, die eventuell hierdurch entstehen wirken sich nur auf die korrigierte Zeile aus. Im Unterschied dazu ist eine genaue Korrektur der Faserkreiseldaten deutlich wichtiger. Aufgrund des inkrementellen Messverfahrens pflanzen sich auch kleine Fehler fort, so dass jede Ungenauigkeit die gesamte Messung beeinflusst. Um die fehlenden Daten der Faserkreisel zu ersetzen, werden manuell die Werte gesucht, die einen möglichst stetigen Verlauf in den reorientierten Magnetfelddaten ergeben. Außerdem werden die reorientierten Magnetfelder in den betroffenen Teufenbereichen mit Abschnitten anderer Messungen ohne Fehlerzeilen in diesem Bereich verglichen. Für eine ausführliche Beschreibung dieser Prozedur siehe Ehmann (2010).

5.2 Berücksichtigung der Kalibrierparameter

Bevor mit der eigentlichen Reorientierung der Magnetfelddaten begonnen werden kann, müssen die Rohdaten zunächst einige Verarbeitungsschritte durchlaufen. Der erste Schritt umfasst die Trennung der Neigungs- und Temperaturdaten. Dazu werden die Temperaturdaten mittels des Statuswortes identifiziert und durch lineare Interpolation auf eine Frequenz von 2 Hz erweitert (siehe Ehmann 2010). Diese Temperaturen werden dann in zwei zusätzlich eingefügten Spalten T_1 und T_2 abgespeichert. Die fehlenden Neigungsinformationen an den Stellen der Temperaturmessungen können durch die Mittelwerte der vorherigen und nachfolgenden Inklinometerdaten genähert werden, da die Inklinometer die Neigung absolut und nicht differenziell messen.

Im nächsten Schritt werden die digitalen Bit-Werte D_{Bit} in physikalische Größen D_{SI}

umgewandelt. Dazu muss zunächst bei den Magnetfelddaten, den Neigungs- und den Temperaturdaten ein Bit-Offset O_{Bit} berücksichtigt werden. Dieser beträgt bei den Faserkreisel-daten 0 Bit, bei den Magnetfelddaten 8192 Bit, bei dem Neigungssensor in der x-Komponente 8447 Bit und in der y-Komponente 8035 Bit. Die Neigungssensoren weisen eine Nullpunktverschiebung auf, welche durch Testmessungen bestimmt wurde, und im Bit-Offset bereits berücksichtigt ist. Anschließend werden sämtliche Daten durch die entsprechenden Skalierungsfaktoren S geteilt.

$$D_{SI} = \frac{(D_{Bit} - O_{Bit})}{S} \quad (5.1)$$

Nachdem die Daten als physikalische Größen vorliegen, können die einzelnen Rekalibrierungsschritte durchgeführt werden. Die durch Messungen (siehe Abschnitt 3.1.6) bestimmte, temperaturabhängige Drift pro Messintervall (0.5 s) der Faserkreisel ist die erste angewandte Korrektur. Hierzu wird für jeden Zeitschritt über die Temperatur der Halterung der Faserkreisel (iT_1 , siehe Abschnitt 2.3) die entsprechende Drift ($^iK_j(^iT_1)$, $j = x, y, z$) des jeweiligen Kreisels aus den Kalibrierkurven (siehe Abschnitt 3.1.6, Abbildung 3.6) ermittelt und von dem FOG-Wert subtrahiert.

$$^i\tilde{R}_j = ^iR_j - ^iK_j(^iT_1) \quad , \quad j = x, y, z \quad (5.2)$$

Im Weiteren werden die temperaturkorrigierten Faserkreisel-daten R_j , $j = x, y, z$ genannt.

Ein weiterer zu korrigierender Fehler ist die Lage der Faserkreisel untereinander. Diese ergeben sich zu $N_{Rx,Rz} = -0.19^\circ$, bzw. zu $N_{Ry,Rz} = -0.02^\circ$ (siehe Abschnitt 3.1.4). Um diese Korrektur anwenden zu können, müssen zunächst die R_x und R_y -Daten von der 1 Hz Abtastrate auf die 2 Hz Abtastrate des z-Kreisels interpoliert werden (Ehmann 2010). Dies ist notwendig, da die Drehung der Sonde zeitgleich in allen drei Komponenten passiert. Bei der Interpolation wird davon ausgegangen, dass die Drehungen mit einer konstanten Drehrate innerhalb der einsekündigen Messdauer stattfinden. Somit kann der Messwert halbiert und auf zwei 0.5 s Intervalle aufteilt werden. Die eigentliche Korrektur erfolgt dann nach folgenden Gleichungen:

$$^i\tilde{\tilde{R}}_x = ^iR_x + ^iR_z \cdot \sin N_{Rx-Rz}, \quad (5.3)$$

$$^i\tilde{\tilde{R}}_y = ^iR_y + ^iR_z \cdot \sin N_{Ry-Rz}. \quad (5.4)$$

Im Weiteren werden die korrigierten Faserkreisel-daten R_x , bzw. R_y genannt.

Die Auswirkung dieser Korrektur ist in Abbildung 5.2 am Beispiel der Messung M1 gezeigt. Im linken Bild ist das akkumulierte Signal des Faserkreisels entlang der x-Achse dargestellt, im rechten Bild das Signal des R_y -Kreisels. In schwarz sind die Daten ohne Heading-Korrektur der Kreisel, in grün die nach den Gleichungen (5.3) und (5.4) korrigierten Daten aufgetragen. Aufgrund des größeren Fehlwinkels zwischen dem R_x und dem R_z -Kreisel ist der Einfluss des R_z -Kreisels auf den R_x -Kreisel (Abbildung 5.2 a.) deutlich stärker, als auf den R_y -Kreisel (Abbildung 5.2 b.). Neben den treppenförmigen Artefakten in den R_x -Daten in Bereichen schneller Drehungen (z.B. bei einer Teufe von 840 m) kommt es auch zu einem langwelligen Einfluss, der eine Missweisung von insgesamt 9° verursacht. Für einen quantitativen Vergleich kann der Korrelationskoeffizient zwischen den korrigierten, bzw. unkorrigierten Daten und den R_z -Daten berechnet werden. Da vor

Allem das Verhalten der Daten in den Bereichen schneller Drehungen eine Aussage über die Korrelation zulässt, werden jeweils beide Datenreihen um einen linearen Trend bereinigt. Die Korrelation zwischen den unkorrigierten Daten und R_z beträgt $r_u = 0.88$, die der korrigierten Daten $r_k = 0.44$. Die Korrektur stellt also eine signifikante Verbesserung der Daten dar.

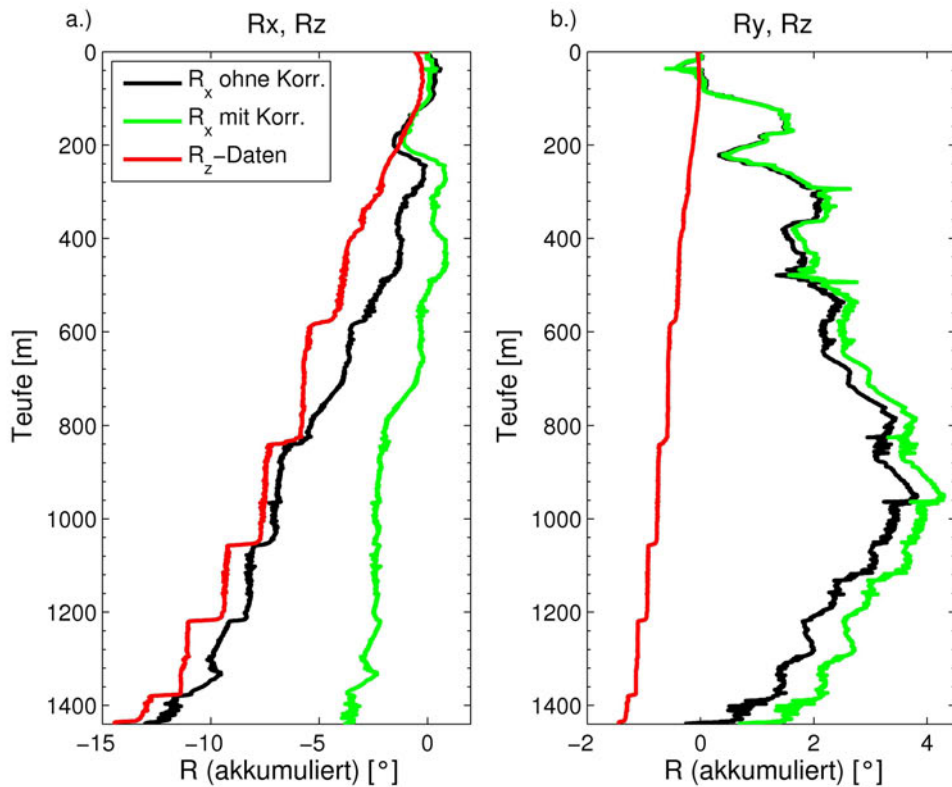


Abbildung 5.2: Vergleich der um die Schiefstellung korrigierten (grün) und unkorrigierten (schwarz), akkumulierten Faserkreiselraten am Beispiel der x-Komponente (links) und der y-Komponente (rechts) der Messung M1. Rot: akkumulierte R_z Faserkreiselraten, um den Faktor 1/200 (links), bzw. 1/2000 (rechts) erweitert.

Der nächste Korrekturschritt reduziert die Auswirkung des im GBM verbauten Tiefpassfilters. Die korrigierten Magnetfelddaten ergeben sich mit der modifizierten inversen Impulsantwortfunktion \tilde{f} (siehe Abschnitt 3.1.3) zu:

$$\tilde{B}_j(t) = \tilde{f}(t) * B_j(t) \quad , \quad j = x, y, z. \quad (5.5)$$

Im Weiteren werden die korrigierten Magnetfelddaten B_j ($j = x, y, z$) genannt.

Im letzten Schritt in der Rekalibrierungsphase werden die Winkelfehler zwischen den Achsen und die systematischen Fehler (Nullpunktverschiebung und Skalierungsfehler) des Fluxgate-Magnetometertriplet minimiert. Dazu werden zunächst die Nullpunktverschiebungen \vec{B}^{off} von den Magnetfelddaten subtrahiert und anschließend die in Abschnitt

3.1.1 hergeleitete Rekalibrierungsmatrix \mathbf{K} mit dem Vektor des magnetischen Feldes multipliziert. Diese Matrix enthält die Nichtorthogonalitäten (ξ_j , $j = xy, xz, yz$) der Sensoren, bezogen auf den Sensor entlang der Nordmarke markierten Achse (“Nordachse”) der Sonde und die Skalenfaktoren (σ_j , $j = x, y, z$) der Sensoren.

$${}^i\vec{\tilde{B}} = \mathbf{K} \cdot ({}^i\vec{B} - \vec{B}^{off}) \quad (5.6)$$

Im Weiteren werden die korrigierten Magnetfelddaten $\vec{\tilde{B}}$ genannt.

In Abbildung 5.3 sind beispielhaft die magnetischen Flussdichten der Messung M2 nach den oben vorgestellten Korrekturen im SONDENSYSTEM xyz aufgetragen. Die starken Variationen in den Horizontalkomponenten B_x und B_y , sowie die konstante Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen diesen weisen auf eine Rotation um die z -Achse hin. Diese bewegungsinduzierten Artefakte werden im folgenden Abschnitt mit Hilfe der Faserkreisel-

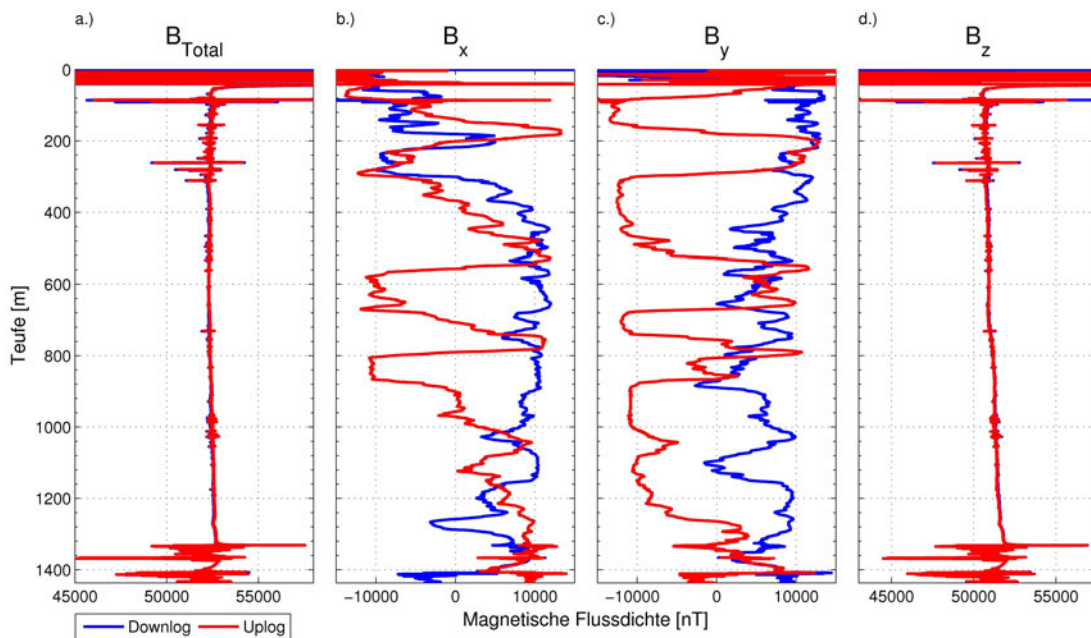


Abbildung 5.3: Rekalibrierte, nicht-reorientierte magnetische Flussdichten im SONDENSYSTEM x , y und z , Messung M2. a) Totalfeld berechnet aus Komponenten, b-d) Komponenten x , y und z (nach unten orientiert). Blau: Downlog, Rot: Uplog.

5.3 Reorientierung der Magnetfelddaten mittels Kreisel- daten

Nachdem die notwendigen Vorbereitungen der Daten abgeschlossen sind, kann die eigentliche Reorientierung beginnen. Dabei ist es Ziel, die Daten des magnetischen Flusses um die Bewegung der Sonde zu bereinigen und somit die Magnetfelddaten von dem son-

5.3.1 Berechnung der Rotationsmatrix

Die bisher beschriebenen Schritte umfassten Korrekturen, die nur die Messdaten der einzelnen Sensorgruppen unabhängig von den anderen beeinflussen. Der nächste und wichtigste Schritt in der Datenverarbeitung ist die kombinierte Auswertung der Faserkreisel-daten mit den Magnetfelddaten, um die gemessenen Flussdichten aus dem sondeninter-nen Koordinatensystem xyz auf das geografische Referenzsystem Nord, Ost, Vertikal (ab-wärts) zu projizieren. Dazu wird aus den Faserkreisel-daten für jeden Zeitschritt eine Rota-tionsmatrix berechnet. In der ursprünglichen Version des Programms wurde diese Matrix nach der Roll-Yaw-Pitch-Konvention (Brockhaus et al. 2011) berechnet. Diese Beschrei-bung von Drehungen stammt aus der Luftfahrt und geht von chronologisch fest vorge-gbenen Drehungen um die drei Achsen eines orthogonalen Koordinatensystems aus. Im Falle des GBMs wurde die Drehmatrix ${}^i\mathbf{D}$, welche die Lageänderung der Sonde im Zeit-intervall $\Delta t = {}^{i+1}t - {}^it$ beschreibt, bislang wie folgt berechnet:

$${}^i\mathbf{D} = {}^i\mathbf{D}_x({}^i\varphi) \cdot {}^i\mathbf{D}_y({}^i\psi) \cdot {}^i\mathbf{D}_z({}^i\vartheta), \quad (5.7)$$

mit den Drehmatrizen ${}^i\mathbf{D}_j$ um die einzelnen Achsen in der Konvention des mitbewegten Koordinatensystems:

$${}^i\mathbf{D}_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos {}^i\varphi & \sin {}^i\varphi \\ 0 & -\sin {}^i\varphi & \cos {}^i\varphi \end{pmatrix} \quad {}^i\mathbf{D}_y = \begin{pmatrix} \cos {}^i\psi & 0 & -\sin {}^i\psi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin {}^i\psi & 0 & \cos {}^i\psi \end{pmatrix} \quad {}^i\mathbf{D}_z = \begin{pmatrix} \cos {}^i\vartheta & \sin {}^i\vartheta & 0 \\ -\sin {}^i\vartheta & \cos {}^i\vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Nur für kleine Drehwinkel kommutieren die einzelnen Drehmatrizen ${}^i\mathbf{D}_j$, sodass dann Gleichung (5.7) für beliebige Abfolgen der Bewegung gültig ist. Dies ist bei Messungen mit dem GBM in der Regel erfüllt. Jedoch gibt es vereinzelt Bereiche (z.B. Ausbrüche in der Bohrlochwand), in denen ruckartige Drehungen (entspricht großen Winkelgeschwin-digkeiten $> 1^\circ/0.5s$, zum Vergleich: Median der Drehraten um z ist $0.1^\circ/0.5s$) um die z -Achse mit entsprechend großen Änderungen in der Sondeninklination zeitgleich auf-treten. In diesem Fall ist Gleichung (5.7) nicht mehr geeignet, die Rotation der Sonde zu beschreiben. Die Fehler, die sich hierbei ergeben, summieren sich durch das integrieren-de Messverfahren auf, so dass sie sich auch auf die folgenden Teufenbereiche mit kleinen Drehraten auswirken.

Eine genauere Berechnung der Sondenlage ist möglich, wenn man von gleichzeitigen Drehungen um alle drei Achsen ausgeht. Dies erreicht man durch die Verwendung der “Direct-Cosine-Matrix” (DCM). Diese Beschreibung von Drehungen ist ein verbreitetes Verfahren in der Luftfahrt und Robotorsteuerung und entspricht der Beschreibung der Drehung nach 5.7 mit partiellen Drehmatrizen für kleine Partialwinkel:

$$D^{DCM} = \lim_{k \rightarrow \infty} \prod_{j=1}^k D_j^{RYP}(\varphi_j, \psi_j, \vartheta_j) \quad , \text{ mit } \varphi = \sum_{j=1}^k \varphi_j, \psi = \sum_{j=1}^k \psi_j, \vartheta = \sum_{j=1}^k \vartheta_j. \quad (5.9)$$

Für hinreichend kleine Drehwinkel gilt $D_{RYP} = D_{DCM}$, während für größere Drehwinkel bei der DCM-Methode die Abhängigkeit von der Reihenfolge der Drehungen um die einzelnen Achsen weniger stark ist, als bei der Roll-Yaw-Pitch-Konvention.

Hier wird nur die verwendete Formulierung der DCM-Matrix vorgestellt, für eine ausführliche Herleitung siehe Stoll und Virgil (2009) oder Brockhaus et al. (2011). Die Rotationsmatrix nach der DCM-Konvention ergibt sich für ein ortsfestes Koordinatensystem zu:

$$\mathbf{D} = \mathbf{I} + \frac{\sin \omega}{\omega} \mathbf{\Omega} + \frac{1 - \cos \omega}{\omega^2} \mathbf{\Omega}^2, \quad (5.10)$$

mit der Einheitsmatrix \mathbf{I} , sowie:

$$\mathbf{\Omega} = \begin{pmatrix} 0 & -\vartheta & \psi \\ \vartheta & 0 & -\varphi \\ -\psi & \varphi & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.11)$$

$$\omega = \sqrt{\varphi^2 + \psi^2 + \vartheta^2}. \quad (5.12)$$

Wobei φ , ψ und ϑ die Winkeländerungen um die x-, y-, respektive z-Achse zwischen zwei Zeitschritten ${}^i t$ und ${}^{i+1} t$ sind.

Um die DCM-Formulierung verwenden zu können, wird angenommen, dass die Winkeländerungen klein und zeitlich konstant sind. Da diese Bedingungen, wie oben beschrieben, nicht immer erfüllt sind, führt auch die Verwendung der DCM zu kleinen, sich aufsummierenden Fehlern in der Orientierungsbestimmung. Dieser Fehler kann nur durch eine höhere Abtastrate der Faserkreisel verringert werden. Eine weitere Fehlerquelle stellt das Rauschen der Kreisel dar. Wie in Abschnitt 3.1.6 beschrieben wird, führt das normalverteilte Rauschen der Kreisel zu einem Random-Walk, welcher proportional zur Wurzel der Messzeit anwächst. Außerdem kann auch ein konstanter Offset in den Faserkreiselraten durch eine nicht vollständig korrigierte, temperaturabhängige Drift enthalten sein. In Abschnitt 5.3.4 wird eine Möglichkeit vorgestellt, die Auswirkung dieser Einflüsse zu minimieren.

5.3.2 Bestimmung des Start- und Endpunktes der Messung

Um nun die Messdaten aus dem Sondenkoordinatensystem x, y, z mit Hilfe der Rotationsmatrizen ${}^i \mathbf{D}$ auf das geografische System zu projizieren, muss man zu einem bekannten Zeitpunkt die Lage der Sonde im Raum kennen. Zu diesem Zweck wird mit Hilfe der neuen Zielvorrichtung die Sonde durch Rotation um die vertikale Achse in eine wohldefinierte Orientierung zu der wahren Nordrichtung gebracht (siehe Abschnitt 4.3.2). In dieser Position wird die Sonde ein paar Minuten gehalten. Da es in dieser Zeit zu leichten Bewegungen der Sonde, bzw. Rauschen der Faserkreisel kommt, wird der optimale Startpunkt für den Reorientierungsalgorithmus durch eine lineare Anpassung mit $I({}^i t) = a \cdot {}^i t + b$ der akkumulierten z-Faserkreiselraten über diesen Zeitraum ermittelt. Da die Daten nur zu diskreten Zeitpunkten ${}^i t$ vorliegen, reicht es nicht, den Schnittpunkt der Geraden mit den Daten zu berechnen. Vielmehr muss derjenige Datenpunkt ${}^i R_z$ gefunden werden, für den

$$\left| \left(\sum_{j=1}^i {}^j \vartheta \right) - I({}^i t) \right| = \min \quad (5.13)$$

gilt. Dieser wird als Startpunkt definiert. In Abbildung 5.4 sind beispielhaft ein solcher Einnordungsbereich und der ermittelte Startpunkt gezeigt. Zur besseren Übersicht sind hier die akkumulierten Faserkreisel-daten dargestellt. Die Steigung $a = -0.0030^\circ/\text{s}$ der Interpolationsfunktion resultiert aus dem zur Flächennormale des z-Faserkreisel parallelen Anteils der Erdrotation ($R_{\text{Erd},\parallel} = -0.0037^\circ/\text{s}$), sowie den oben angesprochenen Fehlergrößen, wie zum Beispiel einer nicht vollständigen Temperaturdriftkorrektur. Aus

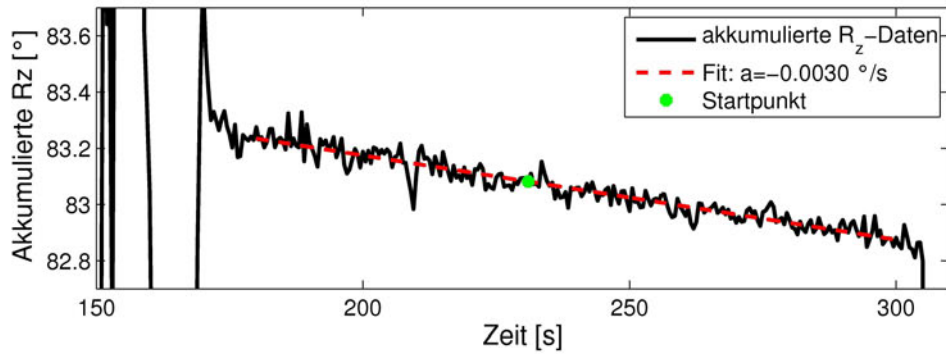


Abbildung 5.4: Einnordungsbereich der Messung M2. Schwarz: akkumulierte Faserkreisel-daten des R_z -Sensors, rot gestrichelt: Lineare Anpassung über zwei Minuten, grün: berechneter Startpunkt.

der Standardabweichung der um den linearen Trend bereinigten, akkumulierten Faserkreisel-daten aus dem interpolierten Bereich kann man auch eine Abschätzung über die Genauigkeit der Einnordungsprozedur machen. In Abbildung 5.5 ist die Häufigkeitsverteilung der bereinigten Daten zusammen mit der Standardabweichung gezeigt. Für die Messung M2 beträgt die Standardabweichung $R_{z,STD,M2} = 0.033^\circ$. Die durchschnittliche Einnordungsgenauigkeit von allen Messungen liegt bei 0.05° . Diese liegt über der unter Laborbedingungen erreichten Genauigkeit von 0.005° (siehe Abschnitt 3.2) aufgrund der Schwankungen der Sonde während der Messung, sowie über der Genauigkeit von 0.004° bei der Bestimmung der Nordrichtung mittels DGPS.

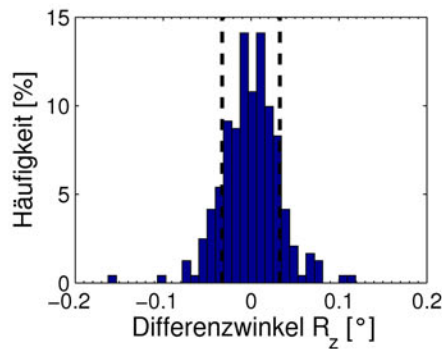


Abbildung 5.5: Häufigkeitsverteilung der Abweichung der akkumulierten Faserkreisel-daten von dem linearen Trend (siehe 5.4). Schwarz gestrichelt: Standardabweichung von $R_{z,STD} = 0.033^\circ$.

Alle Faserkreisel-daten R_x , R_y und R_z bis zum ermittelten Startpunkt werden auf Null

gesetzt. An dem Startpunkt selber werden als Startwerte der beiden horizontalen Kreisel Null gewählt, da die Sonde während des Einnordungsvorganges senkrecht gehalten wird und die vertikale Ausrichtung der Sonde aufgrund der Gravitation gerade mit der vertikalen Richtung des geografischen Systems übereinstimmt. Das z-Kreisel Datum wird durch einen Winkel ersetzt, der dem Winkel der Strecke Bohrloch-Nordmarke zu der wahren Nordrichtung entspricht (siehe Abschnitt 4.2). Damit beschreibt die erste Drehmatrix eine Drehung um die vertikale Achse, die die Startorientierung auf die wahre Nordrichtung überführt. Da die Faserkreisel nur die Lageänderung zwischen zwei Zeitschritten erfassen, muss für jeden nun folgenden Zeitschritt aus den Faserkreisel­daten eine inkrementelle Drehmatrix ${}^i\mathbf{D}$ berechnet werden. Die Drehmatrix ${}^i\mathbf{D}_{ges}$, die die gesamte Drehung der Sonde, bezogen auf die wahre Nordrichtung, bis einschließlich des i-ten Zeitpunktes absolviert, folgt dann iterativ zu:

$${}^i\mathbf{D}_{ges} = \prod_{k=1}^i {}^k\mathbf{D} = {}^{i-1}\mathbf{D}_{ges} \cdot {}^i\mathbf{D}. \quad (5.14)$$

5.3.3 Berücksichtigung der Erdrotation

Bevor die nächste inkrementelle Drehmatrix ${}^{i+1}\mathbf{D}$ aus den Faserkreisel­daten berechnet werden kann, müssen diese Daten um die Erdrotation korrigiert werden. Diese ist in den Faserkreisel­daten als Offset mit enthalten. Wie stark sie in die einzelnen Komponenten eingeht, ist abhängig von der Orientierung der Sonde zur Erdrotationsachse. Die Korrekturwerte für die einzelnen Komponenten R_x , R_y und R_z erhält man, wenn man den Vektor der Erdrotation in das SONDENSYSTEM projiziert. Dazu berechnet man zunächst die Komponenten der Erdrotation für den geografischen Breitengrad (φ_B) der Bohrung im Referenzsystem:

$${}^0\vec{R}_{Erd}(\varphi_B) = \begin{pmatrix} 15.041^\circ/h \cdot \cos \varphi_B \\ 0 \\ -15.041^\circ/h \cdot \sin \varphi_B \end{pmatrix}. \quad (5.15)$$

Wobei der Betrag der Erdrotation ($15.041^\circ/h$) aus dem Quotienten einer kompletten Drehung der Erde (360°) pro Länge eines siderischen Tages (23.934 h) folgt. Zum Berechnen der effektiv wirkenden Erdrotation in jeder Komponente wird der Vektor von links mit der Gesamtdrehmatrix ${}^i\mathbf{D}_{ges}$ multipliziert, um die Erdrotation in das Koordinatensystem der Kreisel zu transformieren. Zusätzlich wird mittels eines Faktors von $1/7200$ die Erdrotationsrate auf das Messintervall von 0.5 s umgerechnet:

$${}^{i+1}\vec{R}_{Erd,eff} = \frac{1}{7200} {}^i\mathbf{D}_{ges} \cdot {}^0\vec{R}_{Erd}. \quad (5.16)$$

Im Schritt $i + 1$ werden dann vor der Berechnung der inkrementellen Drehmatrix ${}^{i+1}\mathbf{D}$ die effektive Erdrotation von den Faserkreisel­daten subtrahiert.

$${}^{i+1}\vec{R} = {}^{i+1}\vec{R} - {}^{i+1}\vec{R}_{Erd,eff} \quad (5.17)$$

Mit diesen korrigierten Faserkreisel­daten wird dann mit den Gleichungen (5.10) und (5.12) die neue inkrementelle Drehmatrix ${}^{i+1}\mathbf{D}$ berechnet.

Die neue Gesamtdrehmatrix ${}^{i+1}\mathbf{D}_{ges}$ bis zu dem Zeitpunkt ${}^{i+1}t$ berechnet sich dann wie folgt:

$${}^{i+1}\mathbf{D}_{ges} = {}^{i+1}\mathbf{D} \cdot {}^i\mathbf{D}_{ges}. \quad (5.18)$$

Diese Schritte werden für die gesamte Messzeit wiederholt, so dass zu jedem Zeitpunkt ${}^i t$ eine Matrix ${}^i\mathbf{D}_{ges}$ vorliegt, die die Orientierung der Sonde zu der wahren Nordrichtung beschreibt.

Beim Prozess des Einnordens wird zunächst die Zieleinrichtung an das Sondengehäuse angebaut und somit an der Nordmarke orientiert. Dabei wird davon ausgegangen, dass die x-Achse des Faserkreisel systems und des Magnetfeldsensordsystems mit der Richtung, welche durch die Nordmarke definiert ist, übereinstimmt. Ist dies nicht der Fall, kommt es zu einer fehlerhaften Erddrotationskorrektur und einem Versatz in den horizontalen Magnetfeldwerten. Um den Einfluss dieses Fehlers abzuschätzen, nehmen wir eine Verdrehung des x-Faserkreisels gegen die Nordmarke von 0.2° an. Die horizontalen Komponenten der Erddrotation seien $R_{Erd,x} = 7^\circ/\text{h}$ und $R_{Erd,y} = 0^\circ/\text{h}$, die horizontalen Magnetfeldkomponenten $B_{Nord} = 14000 \text{ nT}$ und $B_{Ost} = 0 \text{ nT}$ (ungefähre Werte für Outokumpu). Damit ergeben sich die maximalen Fehler zu:

$$\Delta R_{Erd,y} = \sin 0.2^\circ \cdot 7^\circ/\text{h} = 0.024^\circ/\text{h} \quad (5.19)$$

$$\Delta B_{Ost} = \sin 0.2^\circ \cdot 14000 \text{ nT} = 49 \text{ nT} \quad (5.20)$$

Diese Fehler liegen in der Größenordnung der restlichen Fehler durch die Reorientierung der Sonde. Eine Messung der wahren Verdrehung gegen die Nordmarke war bisher auf Grund der notwendigen Genauigkeit von 0.01° bei der Lagebestimmung aller beteiligter Systeme (Faserkreisel, Fluxgatesensoren und Sondengehäuse) nicht möglich, ist aber für zukünftige Kalibrierungen geplant.

5.3.4 Faserkreisel Offset-Korrektur

Nachdem die Gesamtdrehmatrizen für alle Zeitschritte vorliegen, kann die Qualität der Reorientierung überprüft werden, in dem man die berechnete Orientierung der Sonde mit der realen Sondenlage im Raum vergleicht. Da die tatsächliche Orientierung nur übertage gemessen werden kann, führt man direkt im Anschluss an die Messung im Bohrloch eine weitere Einnordung mit der Sonde durch. Aus dieser Messung wird dann analog zum ersten Einnordungspunkt aus dem Zeitbereich der zweiten Einnordung der Endpunkt ermittelt. Die Differenz in der realen, vertikalen Orientierung zwischen diesen beiden Punkten wird zu Null angenommen, da zu beiden Zeitpunkten die Sonde parallel zum gravitativen Feld ausgerichtet worden ist. Die Differenz der realen horizontalen Orientierung wird durch die Genauigkeit der Einnordungsprozeduren bestimmt und liegt bei 0.05° . Falls eine andere Zielmarke für die zweite Einnordung als für die erste verwendet wurde, ergibt sich eine entsprechende Differenz in der Deklination. Die Gesamtdrehmatrix am Endpunkt (${}^{end}\mathbf{D}_{ges}$) beschreibt die berechnete Orientierung der Sonde. Aus dieser Matrix können dann die Drehwinkel α, β, γ (Roll-Yaw-Pitch Konvention) um die Achsen x,y,z der Sonde bestimmt werden, die notwendig wären, um die Sonde von der scheinbaren in

die reale Orientierung zu überführen:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{{}^{end}\mathbf{D}_{ges}[2, 3]}{{}^{end}\mathbf{D}_{ges}[3, 3]}\right) \quad (5.21)$$

$$\beta = \arctan\left(\frac{-{}^{end}\mathbf{D}_{ges}[1, 3]}{\sqrt{{}^{end}\mathbf{D}_{ges}[1, 1]^2 + {}^{end}\mathbf{D}_{ges}[1, 2]^2}}\right) \quad (5.22)$$

$$\gamma = \arctan\left(\frac{{}^{end}\mathbf{D}_{ges}[1, 2]}{{}^{end}\mathbf{D}_{ges}[1, 1]}\right). \quad (5.23)$$

Diese Winkel sollten bei Verwendung der gleichen Einnordungsmarke idealerweise Null sein. Für weitere Betrachtungen werden diese Winkel als Differenzwinkel bezeichnet und durch den Vektor $\vec{w} = (\alpha, \beta, \gamma)$ beschrieben. Es wird eine funktionale Abhängigkeit zwischen Fehlern in den Faserkreiseldaten und den Differenzwinkeln \vec{w} angenommen. Da die Ursache für die Abweichung der Orientierung nicht bekannt ist, ist die robusteste Annahme, dass die Fehler auf alle Faserkreiselwerte ${}^i\vec{R}$ gleichverteilt sind. Diese Fehler können also als zusätzliche, konstante Drift (\vec{K}) der Kreiseldaten aufgefasst werden. Eine Alternative zu dem angenommenen konstanten Offset, wäre ein prozentualer Fehler der Faserkreisel. Dies wurde aber noch nicht erfolgreich getestet.

Unter der Annahme der konstanten Drift ergibt sich eine lineare Abhängigkeit zwischen der Drift \vec{K} und den Differenzwinkeln \vec{w} . Aufgrund der Drehungen der Sonde während der Messung ist es jedoch nicht möglich aus einen Differenzwinkel, zum Beispiel um die x-Achse, direkt eine Drift des x-Faserkreisels zu berechnen, in dem man den Differenzwinkel α durch die Anzahl an Datenpunkten zwischen den Einnordungspunkten teilt. Um die Abhängigkeit der Differenzwinkel von den Offsets in den jeweiligen Faserkreiseln zu bestimmen, wird der komplette Reorientierungsalgorithmus noch weitere dreimal ausgeführt. Im ersten Durchgang wird eine künstlicher Offset von $1^\circ/\text{h}$ zu den x-Faserkreiseldaten nach der Subtraktion der Erdrotation hinzu addiert, im zweiten Durchgang zu den y-Faserkreiseldaten und im letzten zu den z-Faserkreiseldaten. Nach jedem Durchgang werden wiederum die Differenzwinkel bestimmt, um die Auswirkung der zusätzlichen Offsets zu bestimmen. Aus diesen Informationen lässt sich nun ein lineares Gleichungssystem erstellen, dessen Lösung die Driftkorrektur \vec{K} darstellt, welche die Differenzwinkel zwischen Anfangs- und Endorientierung minimiert.

Zunächst wird die Differenzenmatrix $\Delta\mathbf{M}$ eingeführt, die die Auswirkung der Driften der einzelnen Komponenten enthält:

$$\Delta\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \alpha_2 - \alpha_1 & \beta_2 - \beta_1 & \gamma_2 - \gamma_1 \\ \alpha_3 - \alpha_1 & \beta_3 - \beta_1 & \gamma_3 - \gamma_1 \\ \alpha_4 - \alpha_1 & \beta_4 - \beta_1 & \gamma_4 - \gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (5.24)$$

wobei z.B. α_i für den Differenzwinkel um die x-Achse des i -ten Durchganges steht.

Damit ist der Zusammenhang zwischen einer zusätzlichen Drift \vec{k} und einem Satz von beliebigen Endwinkeln \vec{a} gegeben zu:

$$\vec{a} = \Delta\mathbf{M} \cdot \vec{k}. \quad (5.25)$$

Um nun die Differenzwinkel nach der Korrektur durch die zusätzliche Drift zu minimieren, muss folgende Gleichung gelten:

$$\vec{w} - \vec{a} \stackrel{!}{=} 0. \quad (5.26)$$

Damit folgt $\vec{d} = \vec{w}$. Eingesetzt in Gleichung 5.25

$$\vec{w} = \Delta \mathbf{M} \cdot \vec{k} \quad (5.27)$$

lässt sich nun der optimale Driftvektor $\vec{k} = \vec{K}$ berechnen:

$$\vec{K} = \Delta \mathbf{M}^{-1} \cdot \vec{w}. \quad (5.28)$$

Im fünften Durchgang des Reorientierungsalgorithmus werden dann vor der Berechnung der Drehmatrizen die Faserkreiseldata um die so ermittelte Offset-Korrektur \vec{K} modifiziert:

$${}^i\tilde{\vec{R}} = {}^i\vec{R} - \vec{K}. \quad (5.29)$$

Der Einfluss dieser Korrektur wird in Abbildung 5.6 anhand der Ost-Komponente der Messung M7 gezeigt. Für diese Messung ist der Vektor der Winkelfehler vor der Driftkorrektur $\vec{w} = (2.42^\circ, -0.24^\circ, -1.82^\circ)$. Die ermittelte Driftkorrektur ist $\vec{K} = (-0.10^\circ/\text{h}, -1.32^\circ/\text{h}, 0.29^\circ/\text{h})$. Nach der Driftkorrektur beträgt die Abweichung zwischen der Orientierung an den beiden Einnordungspunkten nur noch $\vec{w}' = (0.006^\circ, -0.058^\circ, 0.031^\circ)$.

Die nun vorliegenden Gesamtdrehmatrizen ${}^i\mathbf{D}_{ges}$ beschreiben die Sondenorientierung unter Berücksichtigung aller Korrekturen, die auf die Faserkreiseldata anzuwenden sind. Bevor aber die Magnetfelddata damit in das geografische Koordinatensystem projiziert werden können, muss noch die Verdrehung des Magnetfeldsensortriplets zu dem Faserkreiselsystem (siehe Abschnitt 3.1.5 und Ehmann 2010) berücksichtigt werden. Diese kann durch eine Erweiterung der Gesamtdrehmatrix ${}^i\mathbf{D}_{ges}$ um eine Koordinatentransformation \mathbf{A} für alle Datenpunkte i vollzogen werden:

$${}^i\tilde{\mathbf{D}}_{ges} = {}^i\mathbf{D}_{ges} \cdot \mathbf{A} \quad (5.30)$$

Mit dieser Korrektur werden Artefakte, welche mit der Drehung der Sonde korrelieren, minimiert. In Abbildung 5.7 ist dies am Beispiel der Messung M5 gezeigt. Besonders in Bereichen schneller Drehungen (grau hinterlegt in Abbildung 5.7) zeigt sich die Notwendigkeit dieser Korrektur.

Die jetzt vorliegenden Gesamtdrehmatrizen ${}^i\mathbf{D}_{ges}$ beschreiben die Orientierung des Magnetometertriplets im geografischen Referenzsystem zu jedem Zeitpunkt it der Messung unter Berücksichtigung aller Kalibrierparameter und Korrekturschritte. Um nun die im SONDENSYSTEM gemessenen magnetischen Flussdichten ${}^i\vec{B}_{xyz}$ in das geografische System (Nord, Ost, Vertikal) zu projizieren, müssen diese mit ${}^i\mathbf{D}_{ges}$ multipliziert werden:

$${}^i\vec{B}_{NOV} = {}^i\mathbf{D}_{ges} \cdot {}^i\vec{B}_{xyz} \quad (5.31)$$

In Abbildung 5.8 sind beispielhaft die vollständig reorientierten, magnetischen Flussdichten der Messung M2 aufgetragen. Im Vergleich der Daten vor der Reorientierung (Abbildung 5.3) sind nun die bewegungsinduzierten Artefakte minimiert.

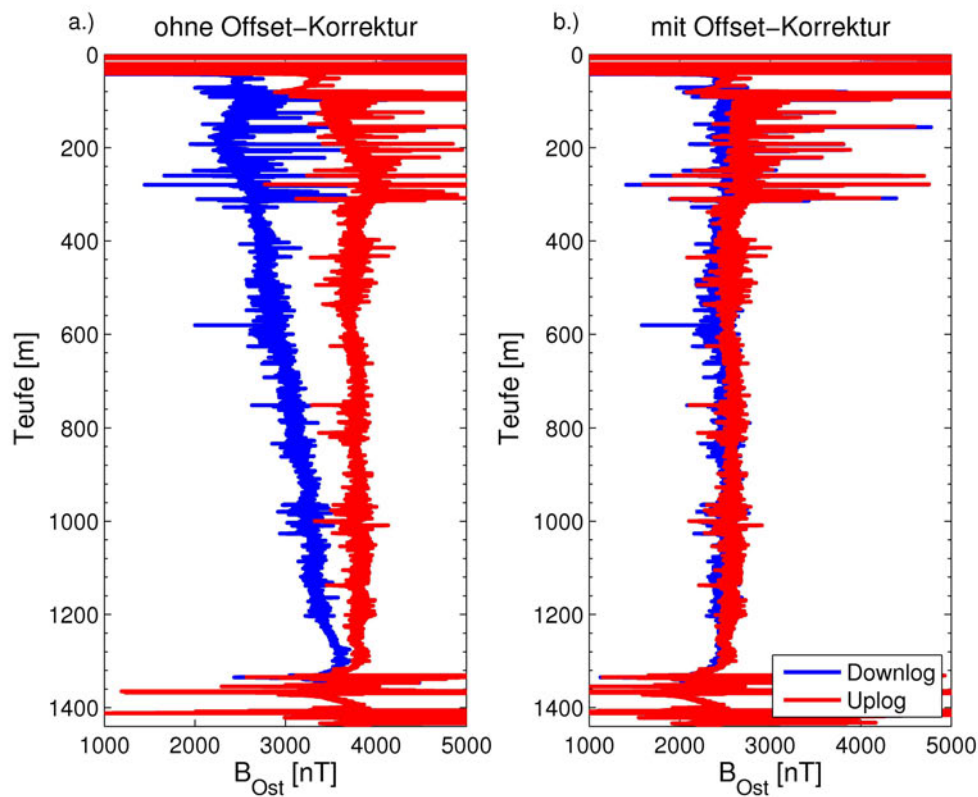


Abbildung 5.6: Vergleich der reorientierten Ost-Komponente der Messung M7. links: ohne zusätzliche Offset-Korrektur, rechts: unter Berücksichtigung der berechneten linearen Offsets. Blau: Downlog, rot: Uplog.

5.4 Berechnung des Bohrlochverlaufs

Eine wichtige Information bei Bohrlochmessungen ist der Verlauf der Bohrung. Nur wenn man diesen kennt, ist man in der Lage, die gemessenen Daten und die Bohrkernproben in ein geologisches Modell einzupassen. Der Verlauf lässt sich aber nur berechnen, wenn man Kenntnis der Orientierung und der Geschwindigkeit der Sonde hat. Bei bisherigen Messungen wurde die Sondenorientierung meist aus dreikomponentigen Magnetfeldsensoren in Kombination mit Inklinometern bestimmt. Der Teufenfortschritt folgt aus der Länge des verwendeten Bohrgestänges („Logging while drilling“) oder aus der Länge des abgespulten Kabels („Wireline Logging“). Die Orientierungsbestimmung mittels Magnetfeldsensoren weist aber den Nachteil auf, dass diese in Bereichen von magnetischen Anomalien nur eingeschränkt funktioniert. Zwar besteht der Vorteil, dass die Orientierung auf diese Art absolut und nicht inkrementell bestimmt wird, jedoch führen gerade langwellige Anomalien in dem Hintergrundfeld zu einem konstanten Winkelfehler, der sich durch die nötige Wegintegration kumuliert. Eine weitere Quelle für Magnetfeldanomalien sind magnetisierbare Sonden und Anbauteile, die in einem Tool-String mit den Magnetfeldsensoren eingesetzt werden. Deren Einfluss kann bei einer remanenten Ma-

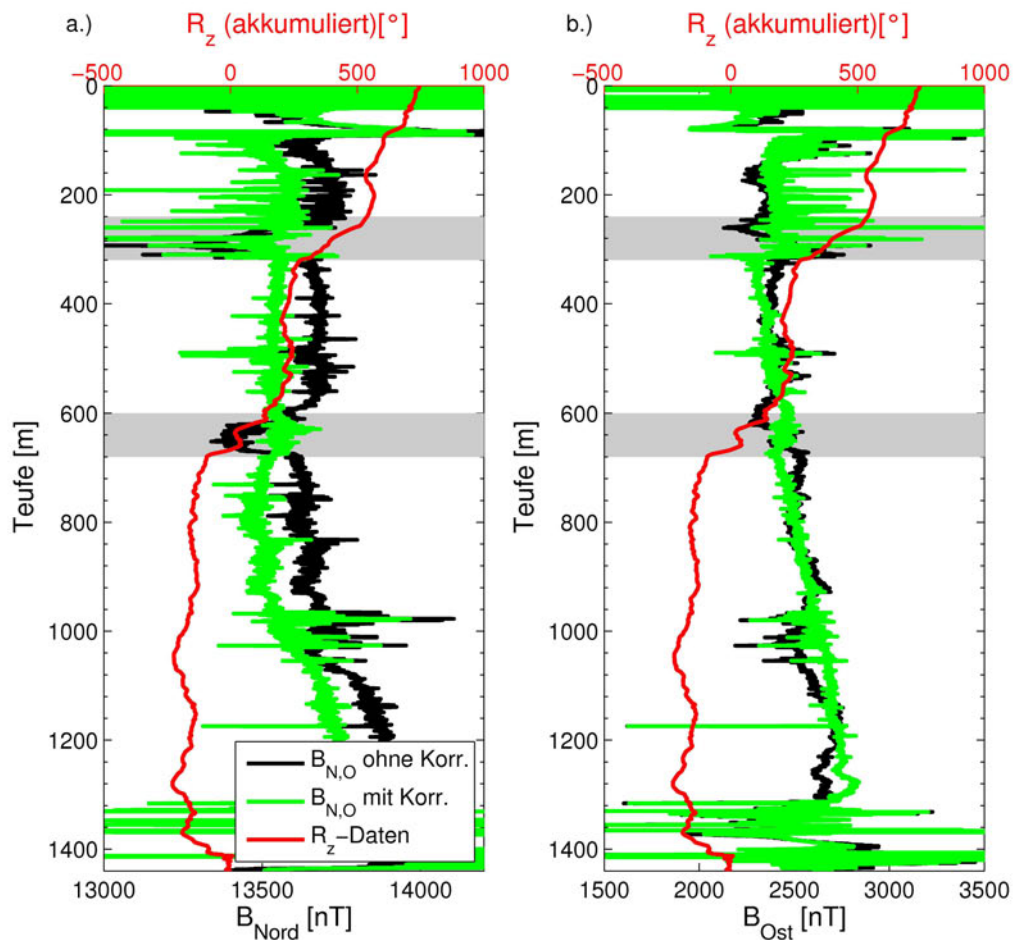


Abbildung 5.7: Vergleich der um die Fehlstellung zwischen Faserkreiselssystem und Magnetometersystem korrigierte (grün) und unkorrigierte (schwarz) Nord- (links), bzw. Ost-Komponente (rechts) der Messung M5 (Uplog). Rot: akkumulierte R_z -Daten. Grau hinterlegt: Bereiche schneller Drehungen, in denen sich die Korrektur besonders bemerkbar macht.

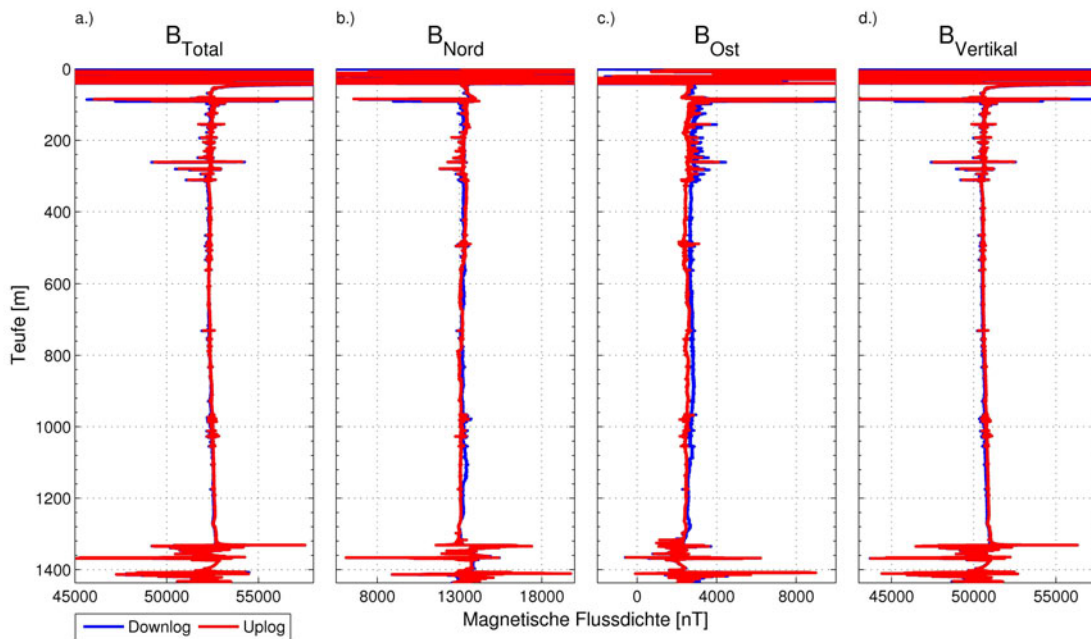


Abbildung 5.8: Reorientierte magnetische Flussdichten der Messung M2 im geografischen Referenzsystem Nord, Ost und Vertikal (abwärts). a) Totalfeld berechnet aus Komponenten, b-d) Komponenten Nord, Ost und Vertikal (nach unten orientiert). Blau: Downlog, Rot: Uplog.

gnetisierung einen konstanten Offset in den einzelnen Komponenten und/oder eine orientierungsabhängige Störung durch induzierte Magnetisierung betragen.

Mit den Faserkreiselinformationen des GBM ist es möglich, die Orientierung der Sonde unabhängig vom Magnetfeld zu berechnen und somit auch in magnetisch beeinflussten Bereichen den Bohrlochverlauf zuverlässig zu bestimmen. Dazu werden die kalibrierten, und um äußere Einflüsse (z.B. Erdrotation) korrigierten, Faserkreiseldata benutzt, um die notwendigen Drehmatrizen für eine numerische Wegintegration zu berechnen. Für diese Integration wurde eine Variation des Runge-Kutta-Verfahrens 4. Ordnung verwendet, um die Fehler durch die Diskretisierung der Bewegung zu minimieren.

Bei der Berechnung des Bohrlochverlaufs muss zunächst die Lage des SONDENGÄHUSES im geografischen Koordinatensystem bekannt sein. Diese kann z.B. durch die in Abschnitt 5.3.2 beschriebene Einnordungsprozedur übertage ermittelt werden. Die SONDENLAGE wird im Weiteren als Einheitsvektor ${}^i\vec{s}$ mit $|{}^i\vec{s}| = 1$ beschrieben. Multipliziert mit dem Teufenfortschritt iL der Sonde lässt sich so ein lineares Wegstück berechnen, welches die Sonde in der Zeit $\Delta{}^it = {}^{i+1}t - {}^it$ zurückgelegt hat. Da die Drehungen der Sonde und der Teufenfortschritt jedoch nur diskret abgespeichert werden, stellen diese eine Integration der Bewegung in den Messzeiträumen dar. So kann die abgespeicherte Winkeländerung zu Beginn, am Ende oder in beliebig vielen Einzeldrehungen während des Messintervalls $\Delta{}^it$ stattgefunden haben. Aufgrund der Trägheit der Sonde in Kombination mit den Messfrequenzen von 1 Hz, bzw. 2 Hz wird von annähernd stetigen Drehungen in den Intervallen ausgegangen. Damit kann ein Runge-Kutta-Verfahren (z.B. Bronstein

et al. 2001) verwendet werden, um den Bohrlochverlauf zu berechnen. Um die numerischen Fehler zu minimieren wird hier ein Verfahren mit vier Stützstellen benutzt. In Abbildung 5.9 ist schematisch dieses Verfahren am Beispiel einer zweidimensionalen, stetigen Bahnkurve vorgestellt. Für dieses Verfahren wird vorausgesetzt, dass man die

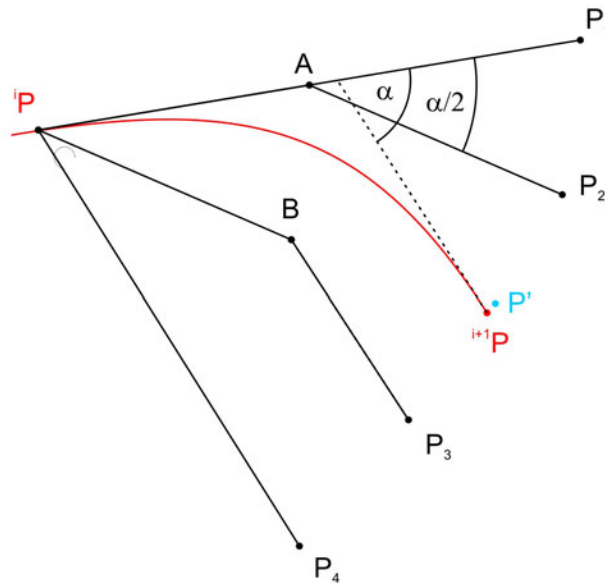


Abbildung 5.9: Skizzen des verwendeten Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung. Rote Linie: reale Wegstrecke, schwarzen Linien: numerische Näherungen der Wegstrecke, blauer Punkt: berechneter neuer Stützpunkt.

gesamte zurückgelegte Strecke iL während der Zeit $\Delta^i t$ kennt, sowie die Änderung der Orientierung zwischen den Zeitpunkten ${}^i t$ und ${}^{i+1} t$. In dem zweidimensionalen Beispiel ist dies der Winkel α . Das Runge-Kutta-Verfahren geht nun von vier möglichen Verläufen der Drehungen aus:

- 1) Fortschritt des Weges um iL , dann Drehung um α (resultierender Punkt P_1)
- 2) Drehung um α in iP , danach Fortschritt um iL (resultierender Punkt P_4)
- 3) Fortschritt um ${}^iL/2$, danach Drehung um $\alpha/2$ in Punkt A, dann Fortschritt um ${}^iL/2$ und Drehung um $\alpha/2$ in Punkt P_2
- 4) Drehung um $\alpha/2$ in Punkt iP , Fortschritt um ${}^iL/2$ bis Punkt B, Drehung um $\alpha/2$ und Fortschritt um ${}^iL/2$ bis Punkt P_3

Um den Endpunkt P' zu berechnen, werden die ermittelten Punkte gemittelt, wobei Punkt 2 und 3 stärker gewichtet werden. Diese Gewichtung berücksichtigt, dass eine einzelne Drehung um die volle Drehrate aufgrund der Trägheit der Sonde unwahrscheinlicher

ist, als mehrere kleinere Drehungen, welche in den Punkten 2 und 3 resultieren. Der neue Stützpunkt P' ergibt sich dann zu:

$$P' = \frac{1}{6} (P_1 + 2P_2 + 2P_3 + P_4). \quad (5.32)$$

Für den dreidimensionalen Fall werden die Drehungen durch die Multiplikation der Drehmatrix ${}^{i+1}\mathbf{D}$ mit dem Orientierungsvektor ${}^i\vec{s}$ ausgeführt, wobei $\mathbf{D}\left(\frac{\varphi}{2}, \frac{\psi}{2}, \frac{\vartheta}{2}\right)$ einer halben Drehung entspricht. Die zurückgelegte Strecke $\Delta^i L$ ist gleich dem gemessenen Teufenkrement. Die Positionen der einzelnen Stützpunkte im Raum für den $(i + 1)$ -ten Zeitpunkt folgen zu:

$$\vec{P}_1 = {}^i\vec{s} \cdot \Delta^i L + {}^i\vec{P} \quad (5.33)$$

$$\vec{P}_2 = {}^i\vec{s} \cdot \frac{\Delta^i L}{2} + {}^{i+1}\mathbf{D}\left(\frac{\varphi}{2}, \frac{\psi}{2}, \frac{\vartheta}{2}\right) \cdot {}^i\vec{s} \cdot \frac{\Delta^i L}{2} + {}^i\vec{P} \quad (5.34)$$

$$\vec{P}_3 = {}^{i+1}\mathbf{D}\left(\frac{\varphi}{2}, \frac{\psi}{2}, \frac{\vartheta}{2}\right) \cdot {}^i\vec{s} \cdot \frac{\Delta^i L}{2} + {}^{i+1}\mathbf{D}(\varphi, \psi, \vartheta) \cdot {}^i\vec{s} \cdot \frac{\Delta^i L}{2} + {}^i\vec{P} \quad (5.35)$$

$$\vec{P}_4 = {}^{i+1}\mathbf{D}(\varphi, \psi, \vartheta) \cdot {}^i\vec{s} \cdot \Delta^i L + {}^i\vec{P}, \quad (5.36)$$

mit der Sondenlage ${}^i\vec{s} = {}^i\mathbf{D}_{ges} \cdot {}^1\vec{s}$.

Der neue Stützpunkt ${}^{i+1}\vec{P}$ ergibt sich dann analog zu Glg. 5.32 zu:

$${}^{i+1}\vec{P} = \frac{1}{6} (\vec{P}_1 + 2\vec{P}_2 + 2\vec{P}_3 + \vec{P}_4). \quad (5.37)$$

Bei dieser Methode den Bohrlochverlauf zu berechnen, kumulieren sich neben den Fehlern der Lagebestimmung (siehe Abschnitt 5.3) auch die Ungenauigkeiten in der Teufenbestimmung. Aus diesem Grund wird der Bohrlochverlauf nicht kontinuierlich aus dem Downlog und dem Uplog berechnet, sondern jeweils von den Einnordungspunkten abwärts. Dazu wird der Datensatz einer Messung in zwei Abschnitte aufgeteilt, und die Lage und Teufeninformation des Uplog vor der Anwendung des oben vorgestellten Algorithmus in ihrer Chronologie umgekehrt. In Abbildung 5.10 sind die berechneten Bohrlochverläufe der Messungen 1,2,5,6,7 aufgetragen, wobei zu jeder Messung der Down- und der Uplog einen eigenen Pfad aufweist. Messung 3 reicht nur bis zu einer Tiefe von 120 m und Messung 4 besitzt eine zu geringe Qualität (siehe Abschnitt 5.6).

Um eine Einschätzung der Qualität der Bestimmung des Bohrlochverlaufs zu ermöglichen, wurde für diese zehn Pfade in einer Tiefe von 1425 m die mittlere, quadratische Abweichung in der Nord und Ostposition berechnet. Der Fehler entlang der Nord-Süd-Achse ergibt sich zu $RMS_{NS} = 4.12$ m, entlang der Ost-West-Achse folgt dieser zu $RMS_{OW} = 5.75$ m. Normiert auf die zurückgelegte Strecke von 1425 m ergibt sich eine Abweichung von 0.29% bzw. 0.40%. Die Projektion des Bohrlochverlaufs mit den Vergleichspunkten bei 1425 m ist in Abbildung 5.11 gezeigt. Ein Vergleich mit anderen Verfahren zur Bestimmung des Bohrlochverlaufes (z.B. magnetische Orientierung, mechanische Kreisel) ist schwierig, da nur selten genügend Messungen in einem Bohrloch durchgeführt werden, um eine statistische Abweichung zu berechnen. In Wolmarans (2005) wird ein Vergleich von unterschiedlichen kommerziellen Systemen zur Erfassung des Bohrverlauf anhand einer oberirdisch angelegten Teststrecke gemacht. Damit ist der

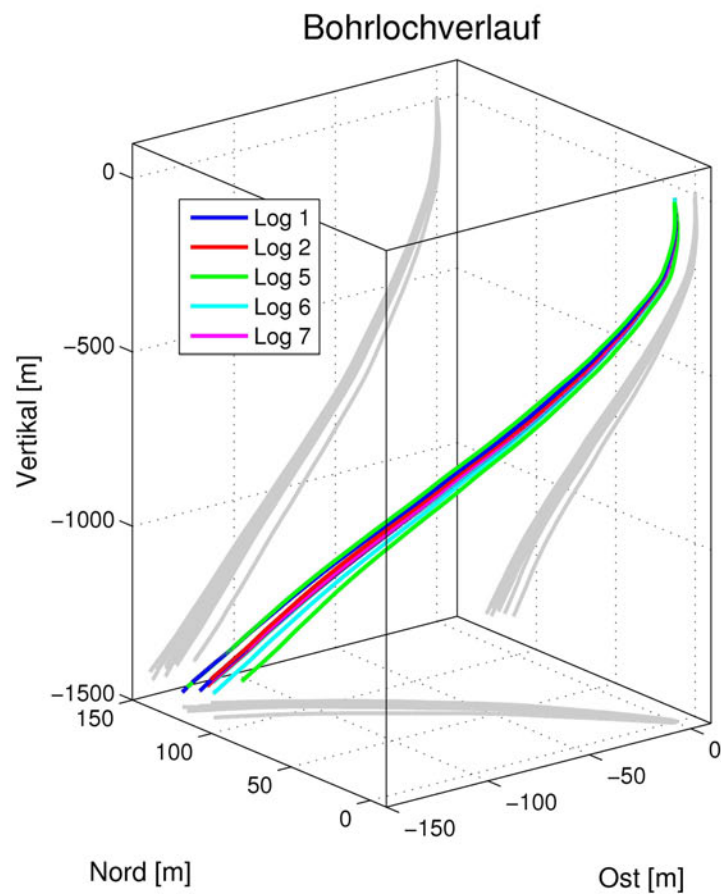


Abbildung 5.10: Räumlicher Bohrlochverlauf bestimmt aus den Messungen 1,2,5,6,7. Projektionen des Verlaufs auf die drei Hauptebenen in grau.

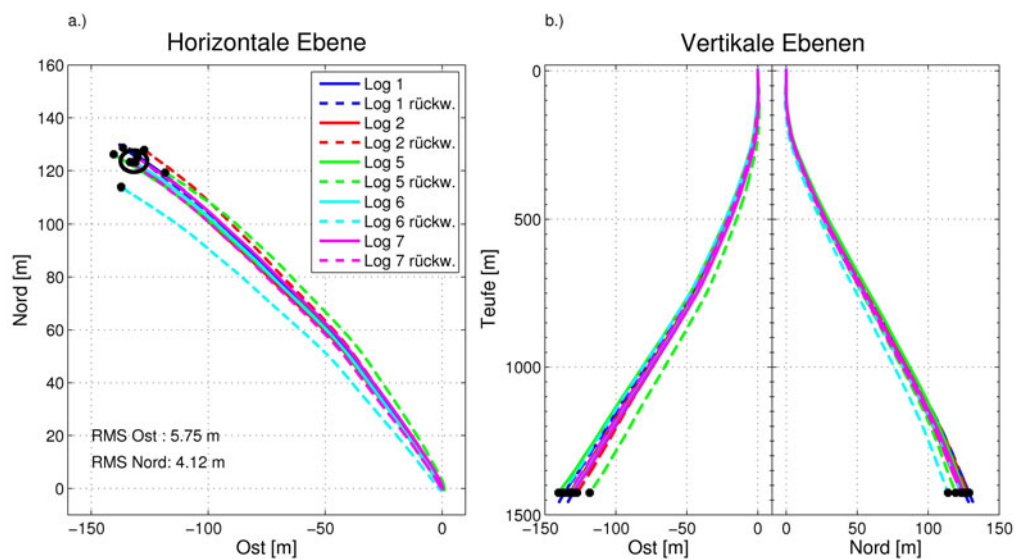


Abbildung 5.11: Projektion des Bohrlochverlauf der Messungen 1,2,5,6,7 auf die horizontale Ebene (a) und auf die vertikalen Ebenen (b). Schwarz: Punkte gleicher Teufe zur Bestimmung der Streuung.

Verlauf der Bohrung genau bekannt und kann mit den von den Sonden ermittelten Verläufen verglichen werden. In dieser 370 m langen Testverrohrung aus PVC wurden 9 Sonden mit magnetischen, optischen und gyroskopischen Sensorsystemen getestet. Die durchschnittliche Genauigkeit der magnetisch orientierten Sonden lag bei 3.9 %, die der optisch orientierten bei 11.8 % (jeweils bezogen auf die Länge der Teststrecke). Die höchste Genauigkeit von 0.1 % (bezogen auf die Länge der Teststrecke) erzielte die Sonde, welche Gyroskope für die Lagebestimmung verwendet. Durch weitere Kalibriermessungen (z.B. komplette Heading-Korrektur der Faserkreisel), sowie der Erhöhung der Datenrate der Faserkreisel, soll diese Genauigkeit auch mit dem GBM erreicht werden.

5.5 Teufenkorrektur

Bei Messungen in einem Bohrloch ist die Teufenkorrektur von entscheidender Bedeutung wenn man unterschiedliche Datensätze miteinander in Beziehung setzen möchte. Bei jeder Messung kommt es aufgrund von Gewichtsunterschieden der Sonden, Einsatz von Zentrierern und Einstellung derselben, verwendete Kabel, Zustand der Bohrung und unterschiedlichen Messgeschwindigkeiten zu abweichenden Teufeninformationen. Um die Teufen abzugleichen werden in der Regel γ -Strahlendetektoren in den Toolstrings integriert, welche die natürliche radioaktive Hintergrundstrahlung messen. Bei den Messungen mit dem GBM in Outokumpu wurde jedoch keine γ -Strahlensonde eingesetzt. Um die Teufeninformationen auf ein Masterprofil zu korrigieren, werden deshalb die Daten der Suszeptibilitätssonde benötigt, welche neben den Suszeptibilitäts- und Magnetfelddaten auch die Hintergrundstrahlung aufzeichnet. Die Teufeninformation der GBM-Datensätze wurden anhand der Magnetfelddaten und der Suszeptibilität der Suszeptibilitätssonde korrigiert, welche wiederum über die Hintergrundstrahlung mit dem Masterprofil GR3 korreliert wurden. Für diese Teufenkorrekturen wurde jeweils das Programm Wellcad (Advanced Logic Technology 2009) genutzt. Dieses erlaubt es übereinstimmende Stützpunkte in zwei Messungen manuell zu markieren und interpoliert linear die dazwischen liegenden Bereiche in dem zu korrigierenden Datensatz. Der Vorteil dieser Methode ist, dass so auch Vergleiche zwischen Quellen mit unterschiedlicher physikalischer Herkunft möglich sind. Der Nachteil besteht darin, dass eine manuelle Anpassung aller markanten Eigenschaften langwierig ist und nur eine begrenzte Genauigkeit erlaubt. Die erreichte Genauigkeit liegt in diesem Fall bei ca. 20 cm. Dies reicht aus, um z.B. das bestehende lithologische Modell mit den magnetischen Daten zu vergleichen. In Abbildung 5.12 ist dieses Verfahren beispielhaft an einem Ausschnitt aus der Messung M2 demonstriert. Als Referenzdatensatz dient die Suszeptibilität. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die Totalfeldkomponente um einen Versatz von 52500 nT bereinigt und dann der Betrag berechnet.

Die Genauigkeit der Teufenkorrektur mit Wellcad reicht aber nicht aus, um die Messergebnisse der einzelnen GBM-Messungen untereinander quantitativ miteinander vergleichen zu können, z.B. um die Abweichung der einzelnen Messungen untereinander zu bestimmen. Für diesen internen Vergleich muss die Teufenkorrektur zwischen den Down- und Uplogs und den einzelnen Messungen mit einer höheren Genauigkeit durchgeführt werden, da in Bereichen mit starken Gradienten in den Felddaten schon ein kleiner Teufenversatz zu sehr großen Differenzen führt. Aus diesem Grund wurde ein neues Programm entwickelt, welches anhand einer Korrelationsanalyse von Totalfelddaten die

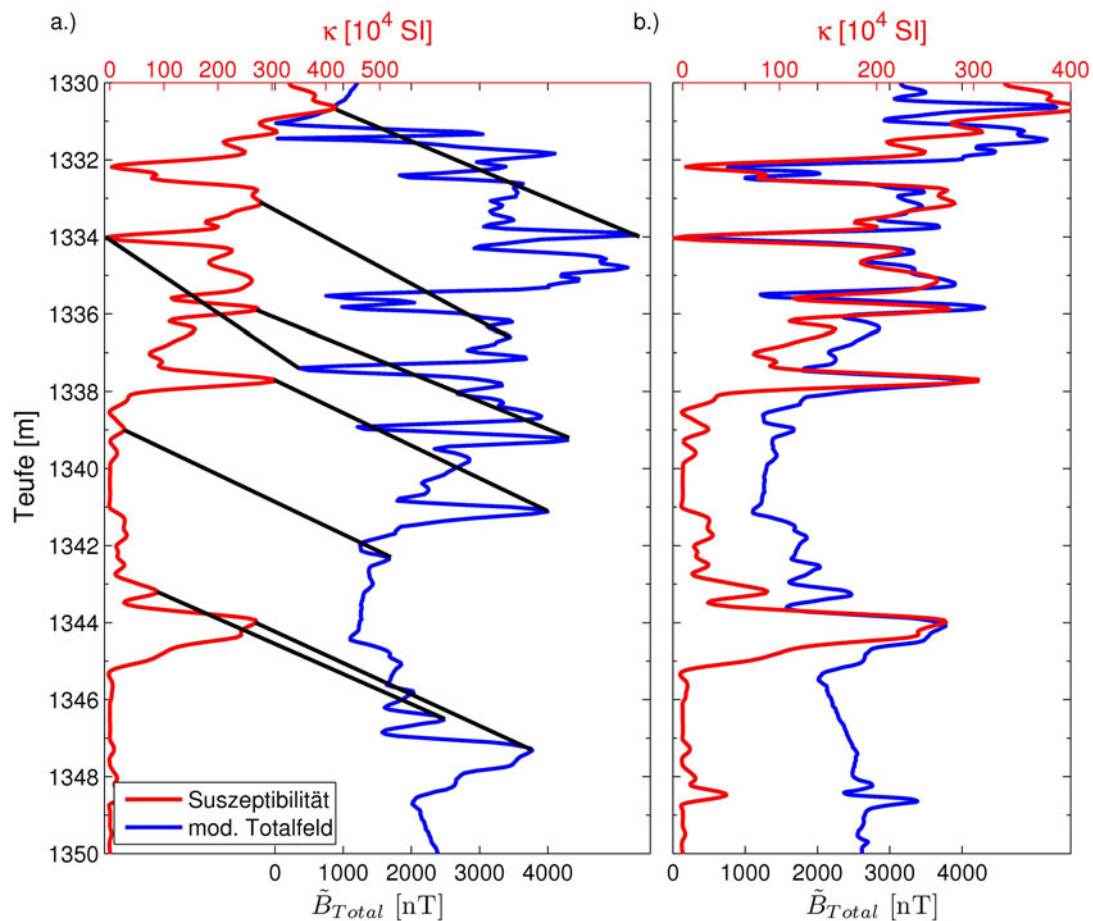


Abbildung 5.12: Beispiel für die manuelle Teufenkorrektur mit dem Programm Wellcad. Links: Suszeptibilität (rot) als Referenzdatensatz und modifiziertes Totalfeld $\tilde{B}_T = |B_T - 52500 \text{ nT}|$ der Messung M2. Schwarze Verbindungslinien zeigen Punkte gleicher realer Teufe. Rechts: Vergleich der Referenzdaten und Messung M2 nach der Teufenkorrektur mit Wellcad.

Teufenkorrektur automatisch durchführt. Mit diesem Ansatz ist eine Teufenkorrektur im Bereich der räumlichen Auflösung der Messungen möglich (bis zu 5 cm). Als Referenzmessung dient dabei der Downlog der Messung M2, welcher vorher mit Wellcad an das externe Masterlog GR3 angepasst wurde. Im Folgenden werden nun die notwendigen Schritte für eine automatische Teufenkorrektur vorgestellt. Die angegebenen Parameter für Fensterbreiten, Grenzwerte und ähnliches stellen Werte dar, die sich für die Bedingungen der Outokumpu-Messungen als optimal erwiesen haben. Bei der Anwendung auf andere Datensätze müssen diese Parameter unter Umständen an die jeweiligen Gegebenheiten angepasst werden.

Für die weitere Verarbeitung ist es notwendig, dass die Teufen in beiden Datensätzen streng monoton steigend sind und ein konstantes und gleiches Teufeninkrement aufweisen. So müssen z.B. in Abschnitten, die von der Sonde während des Downlogs mehrmals durchfahren wurden, die Daten durch das arithmetische Mittel aller in diesem Abschnitt erhaltenen Daten ersetzt werden. Aufgrund von unterschiedlichen Fortschritts- geschwindigkeiten innerhalb einer Messung und der Messungen untereinander, bei konstanter Messfrequenz, ändern sich auch die Teufeninkremente. Aus diesem Grund werden die Daten auf ein Teufeninkrement von 2 cm interpoliert.

Der nächste wichtige Schritt ist die Identifikation der charakteristischen Punkte innerhalb der Totalfelddaten. Dazu werden die Daten in einem Fenster von 5 m Breite unterteilt. In jedem Fenster wird der Betrag der Ableitung der Totalfelddaten berechnet und über einen Bereich von 2 m gemittelt. Das Maximum dieser Funktion gibt den Punkt, an dessen Umgebung eine maximale Variation herrscht, und sich somit für eine Korrelationsanalyse gut eignet. In Sektionen mit kleiner Signalamplitude können die nach dieser Methode bestimmten charakteristischen Punkte aber auch in Bereichen liegen, in denen das Signal durch Rauschen dominiert wird. Um diese Bereiche zu identifizieren, wird die Standardabweichung der um einen linearen Trend bereinigten Daten berechnet und mit einem Grenzwert von 40 nT verglichen. Wird dieser unterschritten, enthält dieses Datenintervall keine verlässlichen Magnetfeldinformation für eine Korrelation mit dem Referenzdatensatz und wird für die weiteren Betrachtungen nicht berücksichtigt. Die Vergleichsbereiche, welche für die nun anschließende Korrelationsanalyse benutzt werden, liegen jeweils 1 m über und unter den charakteristischen Punkten.

Bei der Teufenkorrektur mittels einer Korrelationsanalyse ist das Intervall der Referenzmessung, innerhalb dessen nach Übereinstimmung gesucht werden soll, von großer Bedeutung. Ist dieses zu klein, so liegt der gesuchte Bereich im Referenzsignal teilweise oder ganz außerhalb. Ist es zu groß, gibt es unter Umständen mehrere Bereiche in dem Referenzsignal, welche den Vergleichsbereichen ähneln (siehe Abbildung 5.13 a.). Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn die Sonde mehrere dünne Schichten mit ähnlichen magnetischen Eigenschaften durchfährt. Bei der Wahl des Referenzintervalls ist auch zu berücksichtigen, dass es zwischen Referenz und dem zu korrigierenden Signal einen konstanten Teufenversatz (z.B. durch unterschiedliche Nullpunktsbestimmung), als auch einen teufenabhängigen Versatz durch z.B. Kabellängungen geben kann. Aus diesem Grund wird vor der eigentlichen Anpassung jedes einzelnen Vergleichsintervall zunächst der mittlere Versatz aus einer Kreuzkorrelation des gesamten Signals mit dem Referenzsignal bestimmt. Um diesen Versatz werden die Teufen des Signals korrigiert, so dass die Breite des Referenzintervalls nur noch in der Größenordnung der Kabellängungseffekte liegen muss. Im Fall der Outokumpu-Messungen wurde die Breite des Referenzintervalls zu 5 m gewählt.

Um nun den Teufenversatz zwischen jedem Vergleichsintervall und dem entsprechenden Referenzintervall zu berechnen, ist es nicht ausreichend, das Maximum der Kovarianz zu bestimmen. Diese Analyse lässt die Amplitudenverhältnisse zwischen dem gesuchten Signal und dem Referenzsignal außeracht. Da es, wie oben beschrieben, bei Messungen des Magnetfeldes entlang eines Bohrlochs Anomalien mit sehr ähnlichen Charakteristiken, aber unterschiedlichen Amplituden geben kann, wird in dem hier vorgestellten Algorithmus auch die Differenz der Signale in Abhängigkeit von dem Versatz berücksichtigt. Diese muss als zusätzliches Kriterium minimal sein.

Die Bewertungsfunktion ${}^k W_j$ für den k -ten charakteristischen Punkt, deren Maximum den Teufenversatz definiert, setzt sich aus der Kovarianz ${}^k C_j$ und der Differenz ${}^k D_j$ zwischen dem Referenzsignal ${}^k A$ und dem Vergleichsintervall ${}^k B$ zusammen.

Die Kovarianz wird wie folgt berechnet:

$${}^k C_j = \sum_i ({}^k A_{i+j} - {}^k \bar{A}) \cdot ({}^k B_i - {}^k \bar{B}), \quad (5.38)$$

wobei ${}^k \bar{A}$ bzw. ${}^k \bar{B}$ den Mittelwert des jeweiligen Intervalls beschreibt.

Die mittlere Differenz folgt zu:

$${}^k D_j = \sum_i \left| ({}^k A_{i+j} - {}^k \bar{A}) - ({}^k B_i - {}^k \bar{B}) \right|, \quad (5.39)$$

welche noch auf den kleinsten Wert normiert wird:

$${}^k \tilde{D}_j = \frac{{}^k D_j}{\min({}^k D_j)}. \quad (5.40)$$

Die Bewertungsfunktion soll maximal für hohe Kovarianz und geringe Differenz zwischen den Datenreihen sein. Dies erfüllt der Quotient dieser beiden Größen:

$${}^k W_j = \frac{{}^k C_j}{{}^k \tilde{D}_j}. \quad (5.41)$$

In Abbildung 5.13 ist an einem Beispiel aus Messung M2 ein Vergleich zwischen Kovarianz C , Differenz D und der Bewertungsfunktion W gezeigt.

Der nächste Schritt ist die Berechnung des Maximums von ${}^k W$ und dessen Position j_{max} , welche dann in einen Teufenversatz umgerechnet wird. Da es sich um ein automatisiertes Verfahren handelt, folgt am Ende noch eine visuelle Kontrolle der angepassten Intervalle und des berechneten Versatzes um, falls nötig, die Teufenanpassung einzelner Bereiche zu korrigieren. Auf diese Weise werden allen charakteristischen Punkten eine neue Teufe zugeordnet. Um auch die Daten zwischen den charakteristischen Punkten zu verschieben, wird zunächst aus den Stützpunkten abschnittsweise ein neuer Teufenvektor berechnet, in dem der Versatz linear eingeht. Auf diesen Vektor werden die Daten interpoliert.

Damit ist die Teufenkorrektur abgeschlossen. Dasselbe Verfahren wird nun angewendet, um für jede Messung den Uplog mit dem Downlog zu korrigieren. Damit ist es möglich, alle GBM-Messungen miteinander zu vergleichen und zum Beispiel die Qualität der Messungen durch Differenzenbildung zwischen Down- und Uplog zu berechnen. In den nächsten Abschnitten werden die vollständig bearbeiteten Messungen vorgestellt und eine Abschätzung über die Reproduzierbarkeit der GBM-Messung gemacht.

5.6 Diskussion der Qualität der Reorientierung

In diesem Abschnitt werden zunächst alle reorientierten Messreihen (M 1,2,3,4,5,6,7) vorgestellt und diskutiert. Aus den qualitativ Besten wird dann mittels der Standardabweichung eine Aussage über die Reproduzierbarkeit der Messung mit dem GBM gemacht. Aus diesen Messungen wird der Mittelwert für alle Komponenten berechnet, mit welchem dann in dem folgenden Kapitel zum Beispiel die Magnetisierung der Gesteinsschichten berechnet wird.

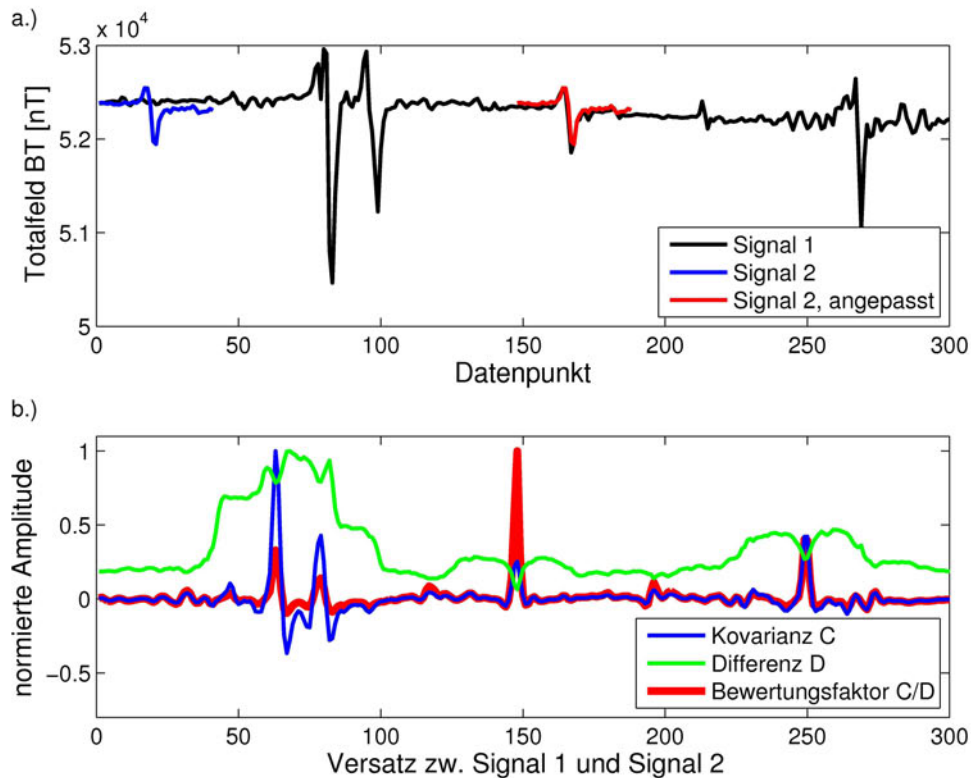


Abbildung 5.13: Beispiel für die Anwendung des Teufenkorrekturalgorithmus. Oben: Referenzdaten (schwarz), Vergleichsintervall (blau), Vergleichsintervall verschoben um den berechneten Versatz (rot). Unten: Vergleich der Kovarianzfunktion C (normiert, blau), der Differenzfunktion D (normiert, grün) und der Bewertungsfunktion W (normiert, rot) in Abhängigkeit vom Versatz j .

5.6.1 Vergleich der reorientierten Messungen

Die Qualität der Reorientierung der gemessenen Magnetfelddaten von dem Sondensystem in das geografische Referenzsystem kann am besten durch einen Vergleich zwischen Down- und Uplog bewertet werden. Dazu wird der Mittelwert in jeder Komponente für alle Messungen zwischen Down- und Uplog berechnet. Es wird nur der Teufenbereich ab 40 m bis zum Ende der jeweiligen Messung verwendet, um den stark gestörten Bereich der Verrohrung nicht miteinzubeziehen, da hier die Teufenkorrektur aufgrund der starken Gradienten im Totalfeld leicht gestört sein kann. Dies würde bei der Subtraktion der aufwärts- von der abwärtsgerichteten Messung zu sehr hohen Differenzen führen, die für die Bewertung der Genauigkeit jedoch irrelevant sind. Die berechneten Mittelwerte der Differenzen sind in Tabelle 5.1 zusammen mit der Information, ob ein Zentrierer verwendet wurde und wie viel Zeit zwischen den Einnordungszeitpunkten lag, aufgetragen.

Der Vergleich zwischen Down- und Uplog für jede Messungen ist im Anhang A.3 in den Abbildungen A.4 bis A.10 gezeigt.

Im Vergleich der einzelnen Messungen zeigen sich keine wesentlichen Unterschiede in der Qualität der Messungen mit und ohne Zentrierer. Messungen ohne Zentrierer

Nr. der Messung	Mittelwert Diff. Nord [nT]	Mittelwert Diff. Ost [nT]	Mittelwert Diff. Vert. [nT]	Zentrierer verwendet	Messdauer [h]
1	-251.1	208.6	25.7	nein	4.01
2	84.6	192.6	-65.6	ja	3.54
3	-43.5	140.3	8.0	ja	1.10
4	-1113.1	832.0	285.4	ja	5.53
5	240.7	-166.3	-92.8	ja	2.14
6	-284.0	-682.7	104.0	nein	3.12
7	-188.5	-91.5	39.1	nein	4.30

Tabelle 5.1: Mittelwerte der Differenzen der reorientierten magnetischen Flussdichten zwischen Down- und Uplog im Teufenbereich ab 40 m bis Ende der jeweiligen Messung.

weisen ein stärkeres Rauschen in den Daten auf, was unter anderem auf Vibrationen der Sonde zurückzuführen ist. Durch diese schnellen Änderungen der Sondenlage kommt es durch den Reorientierungsprozess zu Ungenauigkeiten in der Projektion des Hintergrundfeldes in das SONDENSYSTEM. Dies wird durch das künstliche Erhöhen der Datenrate der horizontalen Faserkreisel Daten von 1 Sekunde auf 0.5 Sekunden verursacht (siehe Abschnitt 5.2). Diese Vibrationen werden durch die Zentrierer gedämpft, so dass der Einfluss der Interpolation der Drehraten der horizontalen Kreisel verringert wird. Das so entstehende Rauschen in den Daten ist zufällig verteilt und ist im Vergleich zwischen zwei Messungen statistisch unabhängig. Eine weitere Ursache für die höhere Variation in den Daten ohne Zentrierer ist der geringere Abstand der Fluxgatesensoren zu der magnetisierten Bohrlochwand. Wenn man von Dipolquellen als Ursache der kleinskaligen (< 0.5 m) magnetischen Störungen ausgeht, nimmt die Feldstärke mit $1/r^3$ ab. Damit würde dieselbe Quelle zum Beispiel in einem Abstand von 10 cm statt 15 cm eine um den Faktor 3 stärkere Anomalie erzeugen. In Abbildung 5.14 ist ein Abschnitt der Messung M1 (ohne Zentrierer) im Vergleich mit der Messung M5 (mit Zentrierer) gezeigt.

Beispielsweise im Teufenbereich 743 m bis 747 m überwiegt das statistisch verteilte Rauschen aufgrund des Resamplings (geringe Korrelation zwischen den Messungen), während zwischen 747 m und 755 m der Einfluss des Abstandes zur schwach magnetisierten Bohrlochwand anhand der deutlichen Korrelation zwischen den beiden Messungen ersichtlich ist.

Der Einfluss des Abstandes zur Quelle der magnetischen Anomalie ist in den Bereichen starker Magnetisierung noch ausgeprägter. Die Messungen ohne Zentrierer zeigen deutlich höhere Extremalwerte. In Abbildung 5.15 werden Messung M1 und M5 in einem stark magnetisierten Teufenbereich verglichen.

Einen weit stärkeren Einfluss auf die Reorientierung, und somit auf die Qualität einer Messung, hat die Gesamtdauer der Messung, die Fortschrittsgeschwindigkeit der Sonde, sowie die Anzahl der Durchläufe in einem Teufenbereich. In Abbildung 5.16 sind die Teufen der Messungen 4, 5, 6 und 7 über der Zeit aufgetragen.

Bei der Messung 4 wurde die Sonde mit einer mittleren Geschwindigkeit ($\bar{v} = 20$ m/min) von 0 m auf 1300 m und von 1300 m auf 0 m gefahren. In der Outokumpu-Formation (1300 m bis 1440 m) wurde die Geschwindigkeit auf ca. $\bar{v} = 7$ m/min reduziert. Insgesamt wurde die Formation sechsmal durchfahren. Die Gesamtmessdauer ergibt sich zu 5.53 Stunden. Die geringe Qualität der Messung lässt sich zum Einen auf die lange

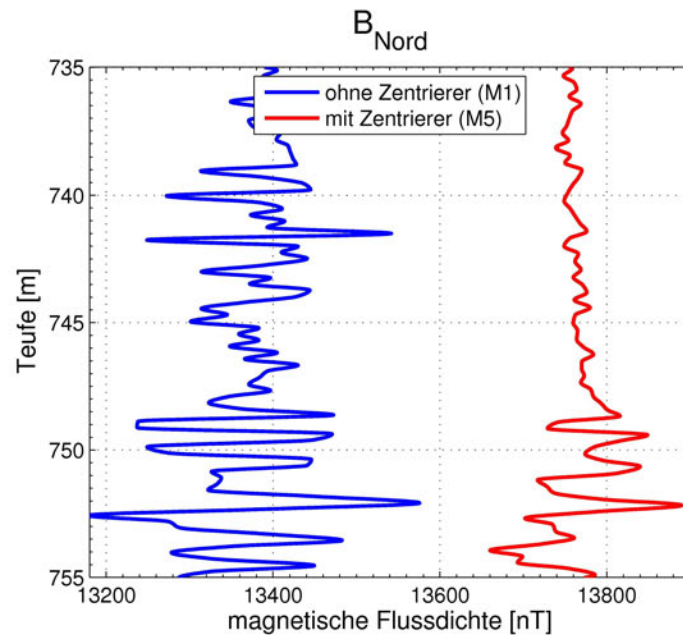


Abbildung 5.14: Vergleich einer Messung mit Zentrierer (M5, rot) mit einer Messung ohne Zentrierer (M1, blau) am Beispiel der Nordkomponente des Downlogs in einem schwach magnetisierten Teufenbereich.

Messzeit zurückführen. Da die Sondenorientierung durch die Faserkreisel nur inkrementell erfasst wird, kumulieren sich die Fehler durch das Rauschen der Kreisel, Vibrationen und schnellen Drehungen. Ein weiterer Grund könnte die raue Oberfläche der Bohrung im Bereich der Outokumpu-Formation sein (siehe Anhang A.7). Hier gibt es starke Gradienten in dem Bohrlochkaliber, was zu schnellen Richtungsänderungen der Sonde führt. Durch den verwendeten Zentrierer werden die Bewegungen um die horizontalen Achsen x und y der Sonde zwar reduziert, aber aufgrund der Konstruktion des Zentrierers kann es zum Verhaken der Federn am Gestein kommen. Wenn das akkumulierte Drehmoment des Kabels ausreichend groß ist, löst sich der Zentrierer und es kommt zu ruckartigen Drehungen. Wenn diese schnellen Drehungen um die z -Achse mit Vibrationen in der x - und y -Achse zusammenfallen ist die Annahme der stetigen Drehung in dem Reorientierungsalgorithmus verletzt, was zu kleinen Fehlern in der berechneten Orientierung führt.

Dieselben Auswirkung hat auch eine zu hohe Messgeschwindigkeit. In Messung M6 wurde die Sonde im Downlog mit $\bar{v} = 20$ m/min, bzw. $\bar{v} = 6$ m/min gefahren. Um die Messdauer zu reduzieren wurde sie aber mit $\bar{v} = 34$ m/min geborgen. Somit wurde zwar die Messdauer auf 3.12 Stunden reduziert, da aber kein Zentrierer verwendet wurde, kam es zu Vibrationen, die die Qualität der Messung negativ beeinflusst haben. In Messung M5 wurde die Sonde sowohl im Downlog als auch im Uplog mit ca. $\bar{v} = 30$ m/min und unter Verwendung eines Zentrierers gefahren. Dadurch wurden die Vibrationen minimiert, wodurch sich die Datenqualität gegenüber der Messung ohne Zentrierer verbessert hat.

Messung M7 ist die Messung mit der besten Datenqualität, also der geringsten Ab-

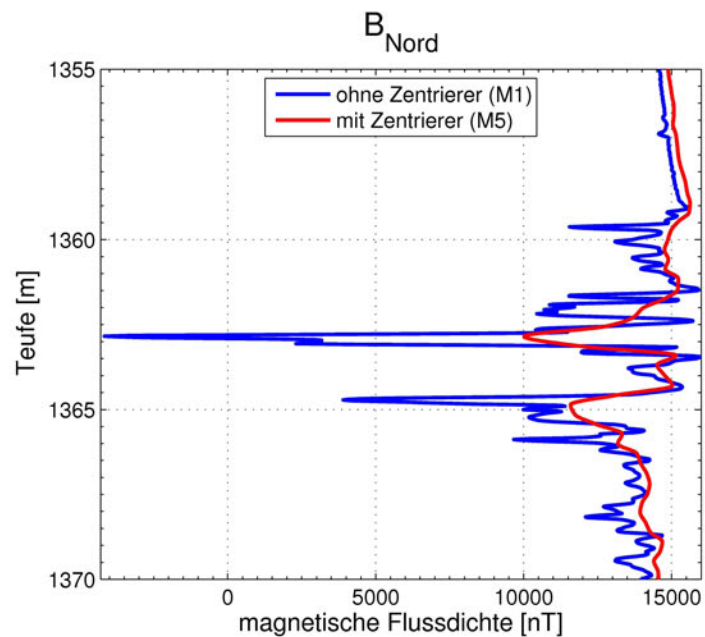


Abbildung 5.15: Vergleich einer Messung mit Zentrierer (M5, rot) mit einer Messung ohne Zentrierer (M1, blau) am Beispiel der Nordkomponente des Downlogs in einem stark magnetisierten Teufenbereich.

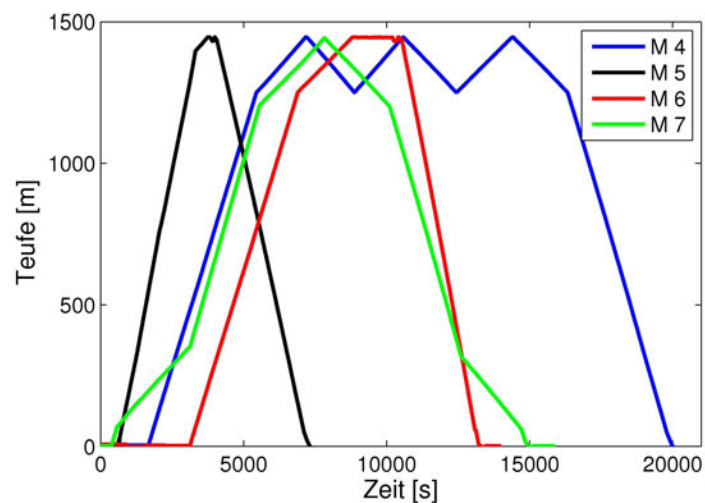


Abbildung 5.16: Vergleich des Teufenfortschritts der Messungen M4 (blau, sehr niedrige Qualität), M5 (schwarz, mittlere Qualität), M6 (rot, niedrige Qualität) und M7 (grün, hohe Qualität).

weichung zwischen Down- und Uplog. Bei dieser Messung wurde in den Bereichen von 0 m - 300 m und 1300 m - 1440 m eine Fortschrittsgeschwindigkeit von ca. $\bar{v} = 7$ m/min verwendet. In dem Teufenintervall von 300 m - 1300 m wurde die Geschwindigkeit auf $\bar{v} = 22$ m/min erhöht. Außerdem wurde die Outokumpu-Formation nur zweimal durchfahren.

Aus der Vielzahl an Messungen in derselben Bohrung, aber mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Zentrierereinstellungen kann somit eine Empfehlung für die besten Einstellungen gegeben werden. Eine maximale Geschwindigkeit von 20 m/min (entspricht einer räumlichen Auflösung von 17 cm) in Bereichen geringen Interesses, sowie 7 m/min ($\hat{=}$ 6 cm Auflösung) in den zu untersuchenden Teufenabschnitten geben die besten Ergebnisse. Bei diesen Geschwindigkeiten ist die Verwendung eines Zentrierers für die Qualität der Reorientierung nicht ausschlaggebend. Allerdings reduziert der Zentrierer aufgrund des konstanteren und größeren Abstandes zwischen Bohrlochwand und Magnetfeldsensoren die Amplituden der kleinskaligen Anomalien. Wenn möglich sollte ein Zentrierer verwendet werden, der sich unabhängig von der Sonde um die vertikale Achse drehen kann, um ruckartige Drehungen in Bereichen von Ausbrüchen in der Bohrlochwand zu vermeiden. Des Weiteren wird empfohlen nur ein Down- und ein Uplog zu machen, da die Genauigkeit der Messung durch die Reorientierung und nicht durch die Auflösung der Magnetfeldsensoren begrenzt wird.

5.6.2 Berechnung der Reproduzierbarkeit der Messungen

Eine quantitative Aussage über die Qualität der Datenaufnahme und der Datenverarbeitung ist am Besten über die Reproduzierbarkeit der magnetischen Flussdichten zwischen den einzelnen Messungen möglich. Dazu wird zunächst der Mittelwert zwischen Down- und Uplog für jede Messung einzeln gebildet. Dann wird die Standardabweichung zwischen den Mittelwerten der Messungen M1,2,5,6 und 7 für jedes Teufeninkrement und für alle Komponenten berechnet (siehe Abbildung 5.17). Messung 3 reicht nur bis zu einer Tiefe von 100 m und wird deshalb bei dieser Analyse nicht mit verwendet. Messung M4 wird für die Mittelwertberechnung nicht verwendet, da diese eine zu geringe Datenqualität aufweist, was anhand der großen Abweichung zwischen Down- und Uplog zu erkennen ist. Da wie in Abschnitt 4.3 beschrieben die Variation der gemessenen Felder in den Bereichen mit magnetisiertem Gestein in der Nähe der Bohrung stark von dem Abstand zur Bohrlochwand und damit auch von der Verwendung eines Zentrierers abhängen, werden für eine quantitative Analyse der Genauigkeit die Teufenbereiche von 320 m bis 1320 m gewählt (gestrichelte Bereiche in Abbildung 5.17). In diesem Bereich ist die Suszeptibilität in direkter Nähe der Bohrlochwand gering, so dass die Entfernung zwischen Sensoren und Bohrlochwand nur einen vernachlässigbaren Einfluss hat. Somit hängt die Variation zwischen den einzelnen Messungen zum Großteil von der Qualität der Messung und der Reorientierung ab. Die Mittelwerte der Standardabweichungen für die drei Komponenten ergeben sich zu $\bar{\sigma}_{B_{Nord}} = 195$ nT, $\bar{\sigma}_{B_{Ost}} = 181$ nT, $\bar{\sigma}_{B_{Vertikal}} = 51$ nT.

Aus diesen Verteilungen lässt sich nun nach der Methode der Fehlerfortpflanzung (siehe Anhang A.9.1) die Standardabweichung für die horizontale Komponente der magnetischen Flussdichte $\sigma_{B_{Horizontal}}$, dem Betrag der magnetischen Flussdichte $\sigma_{B_{Total}}$, so wie

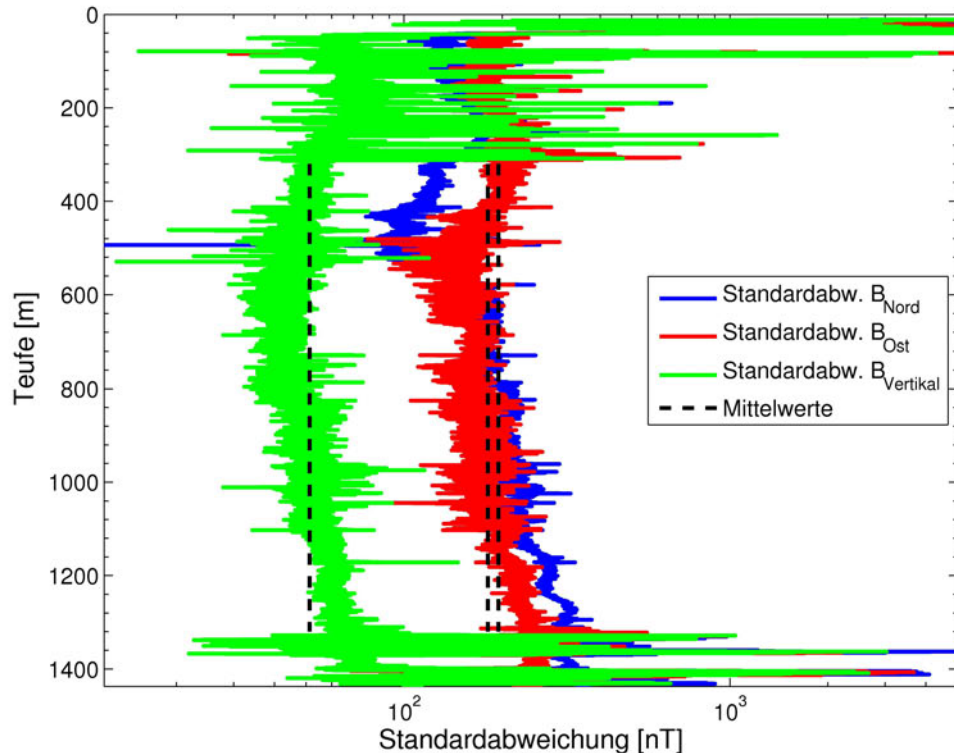


Abbildung 5.17: Standardabweichung der Nord-, Ost- und Vertikal-Komponente (blau, rot, bzw. grün) der reorientierten magnetischen Flussdichten. Schwarz gestrichelt: Mittelwerte der Standardabweichungen im Teufenbereich 320 m - 1320 m: $\overline{STD}_{Nord} = 195$ nT, $\overline{STD}_{Ost} = 181$ nT, $\overline{STD}_{Vertikal} = 51$ nT.

der Deklination und der Inklinatation berechnen.

$$\sigma_{B_H} = \sqrt{\left(\frac{B_N}{B_H} \sigma_{B_N}\right)^2 + \left(\frac{B_O}{B_H} \sigma_{B_O}\right)^2} \quad (5.42)$$

$$\sigma_{B_{Total}} = \sqrt{\left(\frac{B_N}{B_{Total}} \sigma_{B_N}\right)^2 + \left(\frac{B_O}{B_{Total}} \sigma_{B_O}\right)^2 + \left(\frac{B_V}{B_{Total}} \sigma_{B_V}\right)^2} \quad (5.43)$$

$$\sigma_{Dek} = \sqrt{\left(\frac{B_N}{B_H^2} \sigma_{B_N}\right)^2 + \left(\frac{B_O}{B_H^2} \sigma_{B_O}\right)^2} \quad (5.44)$$

$$\sigma_{Ink} = \sqrt{\left(\frac{B_H}{B_H^2 + B_V^2} \sigma_{B_H}\right)^2 + \left(\frac{B_V}{B_H^2 + B_V^2} \sigma_{B_V}\right)^2} \quad (5.45)$$

Die Standardabweichungen folgen zu $\sigma_{B_{Horizontal}} = 194$ nT, $\sigma_{B_{Total}} = 71$ nT, $\sigma_{Dek} = 0.8^\circ$, bzw. $\sigma_{Ink} = 0.08^\circ$.

In dem folgenden Kapitel wird die Berechnung der Magnetisierung aus den gemessenen magnetischen Flussdichten vorgestellt. Als Datengrundlage für diese Auswertung wird der Gesamtmittelwert der Messungen 1, 2, 5, 6, 7 (jeweils der Mittelwert der Down- und Uplogs) verwendet. In den folgenden Abbildungen 5.18 bis 5.20 sind die Mittelwerte

der sieben Messungen miteinander verglichen, sowie der Gesamtmittelwert in schwarz dargestellt.

Messung 4 (pink) weist eine sehr hohe Abweichung zwischen Down- und Uplog ($\Delta \vec{B}_{M4} = (-1113.1 \text{ nT}, 832.0 \text{ nT}, 285.4 \text{ nT})$, Tabelle 5.1) auf. Die geringe Qualität der Messung wird auch im Vergleich der Ostkomponente (Abbildung 5.19) mit den anderen Messungen deutlich. Hier zeigt sich eine signifikante Abweichung von mehr als 1000 nT zu dem Mittelwert der Messungen 1, 2, 5, 6, 7. Aus diesem Grund wird die Messung für die weitere Auswertung nicht mit berücksichtigt.

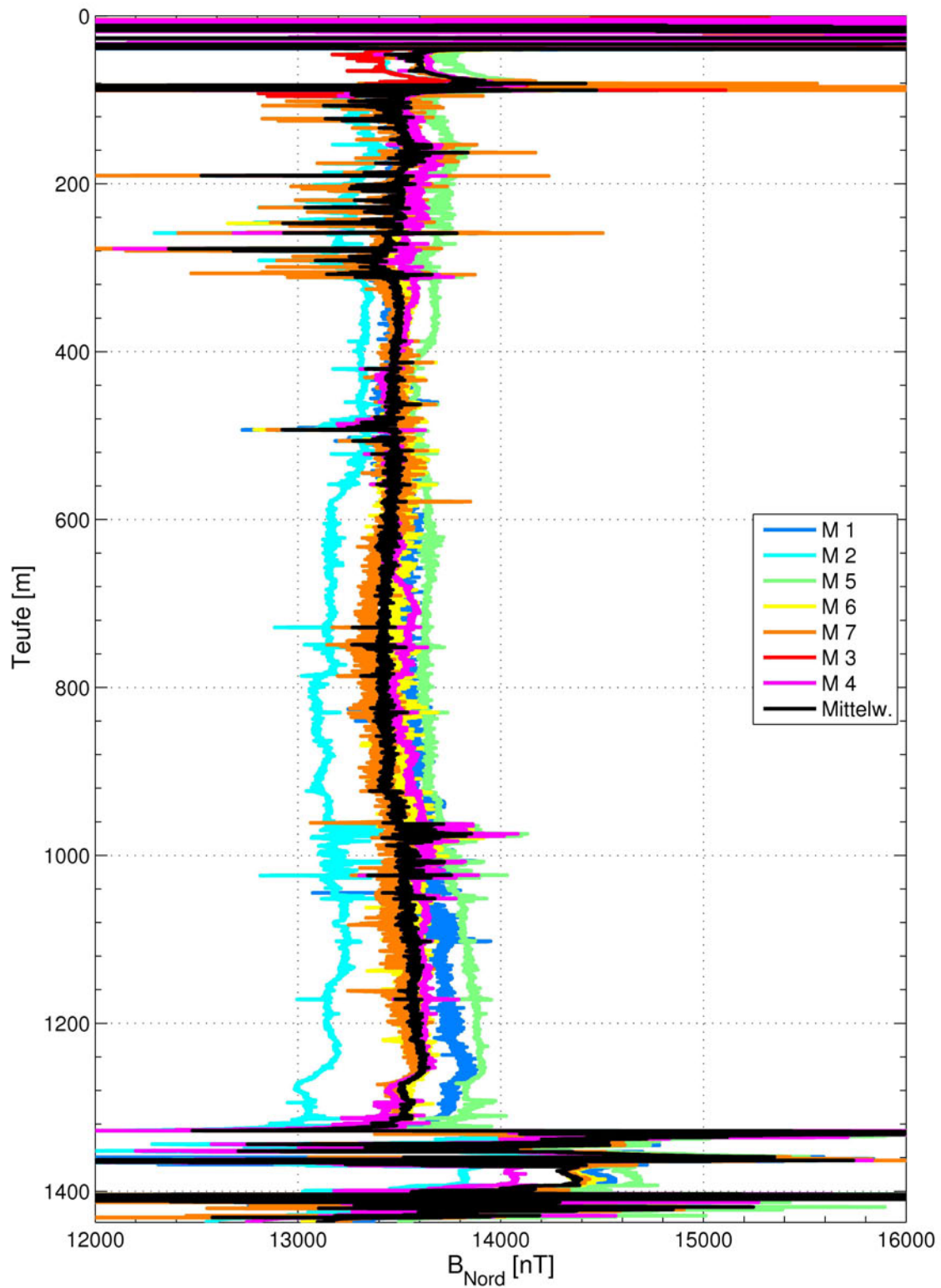


Abbildung 5.18: Vergleich der Nord-Komponente der magnetischen Flussdichte aller sieben Messungen. Berechneter Mittelwert (schwarz) der Messungen 1,2,5,6,7 für die weitere Auswertung.

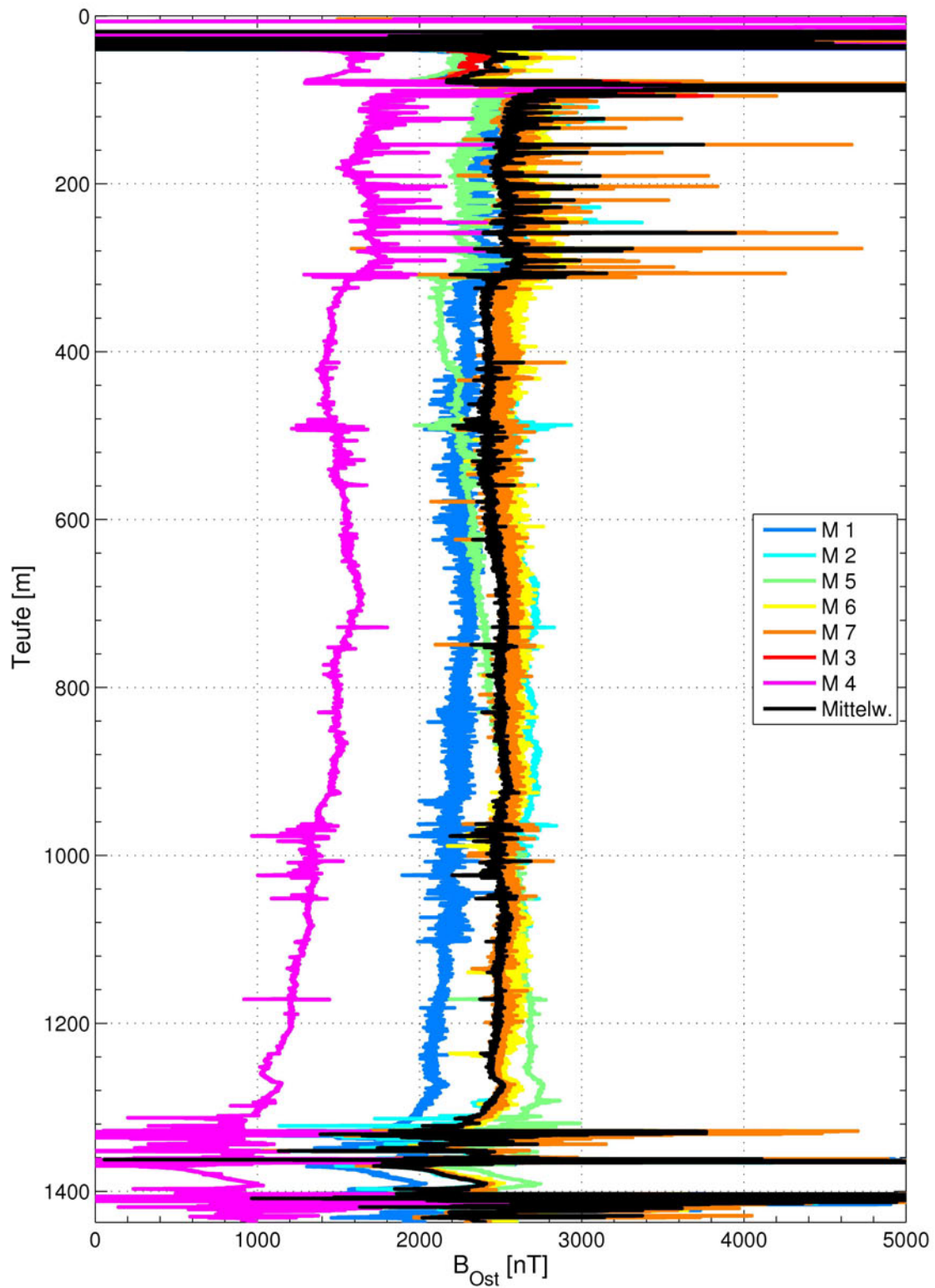


Abbildung 5.19: Vergleich der Ost-Komponente der magnetischen Flussdichte aller sieben Messungen. Berechneter Mittelwert (schwarz) der Messungen 1,2,5,6,7 für die weitere Auswertung.

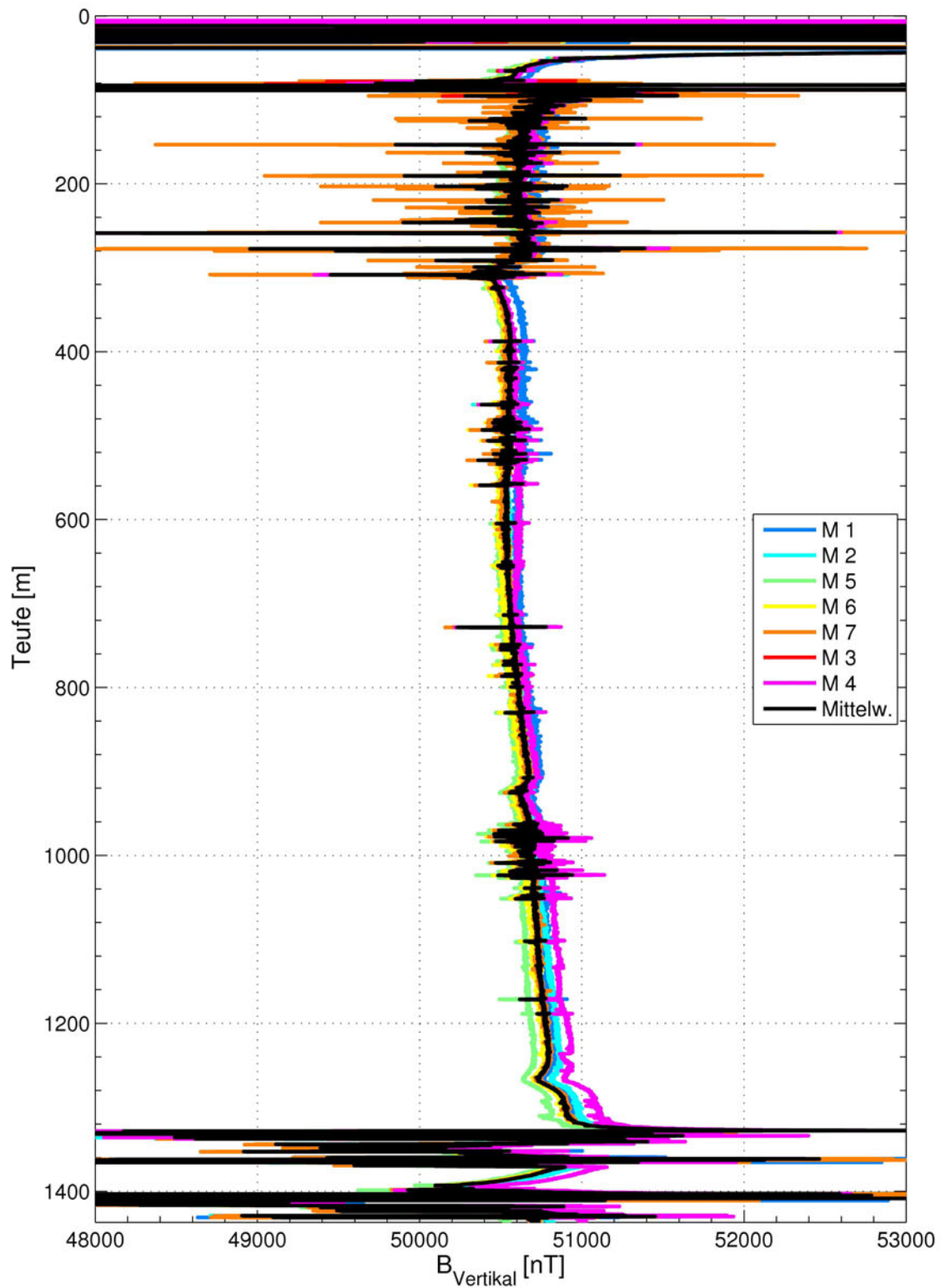


Abbildung 5.20: Vergleich der Vertikal-Komponente der magnetischen Flussdichte aller sieben Messungen. Berechneter Mittelwert (schwarz) der Messungen 1,2,5,6,7 für die weitere Auswertung.

6 Berechnung der Magnetisierung

Im vorangegangenen Kapitel wurden die gemessenen, magnetischen Flussdichten mit Hilfe der Faserkreiselraten in das geografische System projiziert. Aus den Daten von fünf Messungen wurde der Mittelwert gebildet, welcher im weiteren als Messwert bezeichnet wird. In diesem Kapitel werden nun mit diesen Informationen Modelle der magnetischen Eigenschaften der Umgebung erstellt. Um die Magnetisierung des die Bohrung umgebenden Gesteins zu berechnen, werden zwei unterschiedliche Verfahren genutzt. Das erste beruht auf einer analytischen Beschreibung durch horizontal geschichtete, unendlich ausgedehnte Zylinder, welche homogen magnetisiert sind. Das zweite Verfahren nutzt numerische Simulationen, um komplexere Geometrien zu berücksichtigen. Die numerischen Simulationen werden auch genutzt, um in Verbindung mit seismischen Messungen den regionalen Aufbau der Outokumpu-Region zu bestimmen.

6.1 Methode nach Bosum und Weidelt

Die bisher verwendete Methode, um die Magnetisierung von durchbohrten Gesteinsschichten aus den Messungen mit dem GBM zu bestimmen, beruht auf einer Beschreibung der Schichten durch magnetisierte Zylinder. Dabei wird iterativ die remanente Magnetisierung angepasst, bis die aus dem Modell resultierende magnetische Anomalie der gemessenen entspricht. Das mathematische Modell hierzu wurde von Bosum et al. (1988) in Zusammenarbeit mit Prof. Dr. Peter Weidelt entwickelt (pers. komm). Im weiteren Verlauf wird das Modell als "Bosum-Modell" bezeichnet. Es beschreibt die magnetische Anomalie im Inneren eines horizontalen Hohlzylinders, in Abhängigkeit vom Inneren Radius r_1 , vom äußeren Radius r_2 , von der Mächtigkeit des Zylinders D , von dem vertikalen Abstand z und von der Magnetisierung \vec{M} . In Abbildung 6.1 ist die im Folgenden verwendete Nomenklatur verdeutlicht.

Die magnetischen Flussdichten auf der Bohrlochachse ($x = y = 0$ in Abbildung 6.1) ergeben sich in Abhängigkeit vom Magnetisierungsvektor zu:

$$B_{Nord}(z) = \frac{\mu_0}{4} G(z) M_{Nord} \quad B_{Ost}(z) = \frac{\mu_0}{4} G(z) M_{Ost} \quad B_{Vertikal}(z) = -\frac{\mu_0}{2} G(z) M_{Vertikal}, \quad (6.1)$$

mit dem Geometriefaktor $G(z)$ und $h = D/2$:

$$G(z) = \frac{z+h}{\sqrt{r_1^2 + (z+h)^2}} - \frac{z-h}{\sqrt{r_1^2 + (z-h)^2}} - \frac{z+h}{\sqrt{r_2^2 + (z+h)^2}} + \frac{z-h}{\sqrt{r_2^2 + (z-h)^2}}. \quad (6.2)$$

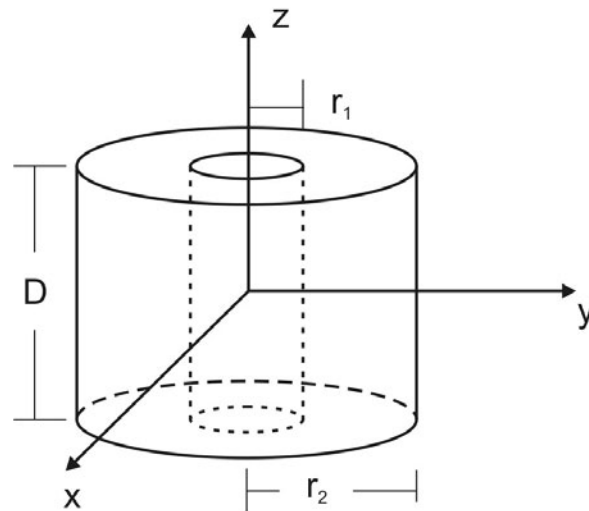


Abbildung 6.1: Skizze zur Verdeutlichung der verwendeten Parameter.

Bei diesem Modell wird von einer homogenen Magnetisierung im Inneren des Zylinders ausgegangen. Diese Annahme ist streng genommen nur gültig für Körper mit Oberflächen 2. Ordnung (z.B. Ellipsoiden, Kugeln) (Parkinson 1983). Für Hohlzylinder ist diese Annahme nur in den Randbereichen nicht erfüllt. Da aber in der Realität die Schichtgrenzen nicht so scharf wie in dem Modell begrenzt sind, stellt diese Näherung keine Einschränkung der Allgemeinheit dar.

6.1.1 Bestimmung des Hintergrundfeldes

Der erste Schritt bei der Berechnung der Magnetisierung ist die Bestimmung der magnetischen Anomalie. Dazu wird von den gemessenen Daten das Hintergrundfeld subtrahiert. Dementsprechend ist es sehr wichtig, das Hintergrundfeld genau zu kennen. Wird dieses falsch angenommen, so wird sich dies als Fehler in der magnetische Anomalie, und damit in der daraus berechneten Gesteinsmagnetisierung niederschlagen. Im Falle einer begrenzten Quelle, z.B. eine weit ausgedehnte, durchbohrte Schicht ohne weitere Störquellen in der Nähe, kann das Hintergrundfeld als konstant angenommen werden. Dieses kann dann entweder durch eine Messung an der Oberfläche, aus Referenzdaten (z.B. International Geomagnetic Reference Field, IGRF-11) oder aus ungestörten (hinreichend weit über oder unter der Quelle gemessenen) Magnetfelddaten aus der Bohrlochmessung bestimmt werden. Die Annahme eines konstanten Hintergrundfeldes ist aber in der Regel nicht erfüllt. Oberflächennah (< 50 m) kommt es zu starken Störfeldern auf Grund der verwendeten Logistik (Dreibein, Kran, Winde etc., meist aus ferromagnetischen Materialien). Eine weitere typische Quelle für Störungen ist eine ferromagnetische Verrohrung des oberen Bereichs der Bohrung. Wie sich in den Messungen aus Outokumpu zeigt, hat diese zum Einen einen direkten Einfluss im verrohrten Bereich, sowie einen indirekt Einfluss auf einen Bereich von ca. 20 m unter der Verrohrung. In diesem Bereich kann der Einfluss der Verrohrung durch einen magnetischen Monopol beschrieben werden (Ehmann 2010). In Abbildung 6.2 ist am Beispiel der gemittelten Referenzdaten der beeinflusste Bereich

gezeigt. In den ersten 60 m der Messungen sind die Störungen so stark, dass hier eine Interpretation der Daten hinsichtlich des Hintergrundfeldes nicht möglich ist.

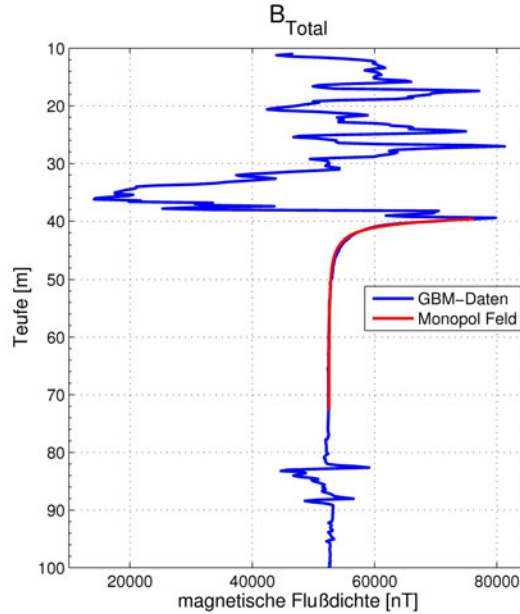


Abbildung 6.2: Betrag der gemessenen und reorientierten magnetischen Flussdichte B_{Total} (blau) im oberen Teufenbereich. Die Verrohrung endet bei ca. 39.5 m. Rot: angepasstes Signal eines hypothetischen Monopols.

Neben den oberflächennahen Störungen gibt es auch im weiteren Verlauf der Bohrung Quellen für Störungen im magnetischen Hintergrundfeld. So können in der Nähe (\sim km) der Messung magnetisierte Gesteinsformationen liegen, die jedoch nicht erbohrt wurden. Somit haben wir keinen direkten Nachweis dieser Formationen durch Kernproben oder Suszeptibilitätsmessungen. Abhängig von der Entfernung beeinflussen diese Körper aber einen weit größeren Teufenbereich; als grobe Abschätzung kann die doppelte Entfernung von der Bohrung angenommen werden (z.B. Parkinson 1983). Um aus diesen langwelligeren Einflüssen ein teufenabhängiges Hintergrundfeld für die Berechnung der Magnetisierung zu bestimmen, werden auf die gemessenen Feldkomponenten Tiefpass-Filter angewandt. Zunächst wird ein Median-Filter in einem gleitenden Fenster von 100 m verwendet, um die scharf abgegrenzten Signalspitzen durch magnetisiertes Gestein in der unmittelbaren Nähe (\sim m) der Bohrung zu entfernen. Anschließend werden diese Daten noch mit einem gleitenden Mittelwert-Filter über 50 m geglättet. Abbildung 6.3 zeigt das Ausgangssignal (blau) und die gefilterten Daten (rot und grün).

Die magnetischen Anomalien B^{Ano} aufgrund der magnetisierten Gesteinsschichten werden nun durch Subtraktion des Hintergrundfeldes \vec{B}^{ext} von den Messdaten bestimmt.

$${}^k\vec{B}^{Ano} = {}^k\vec{B} - {}^k\vec{B}^{ext} \quad (6.3)$$

Im Folgenden wird die magnetische Anomalie für jeden Datenpunkt k mit ${}^k\vec{B}$ bezeichnet.

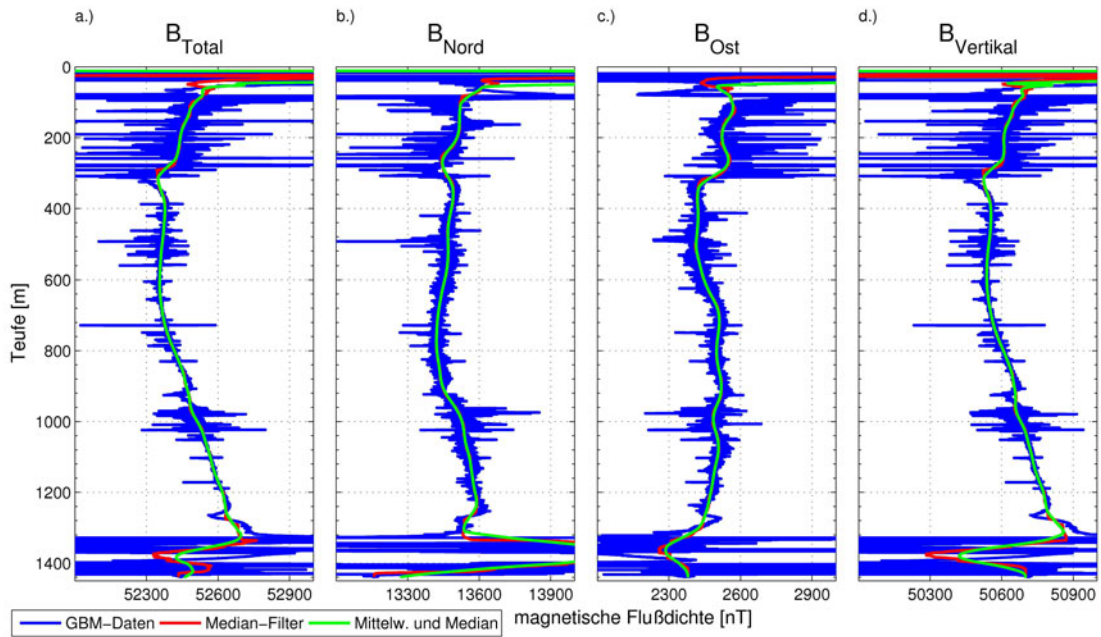


Abbildung 6.3: Vergleich der gemessenen Magnetfelddaten (blau) mit dem Median (rot, Fensterbreite 100 m) und dem Mittelwert des Median (grün, Fensterbreite 50 m).

6.1.2 Berechnung der Gesteinsmagnetisierung

Die Berechnung des Vektors der Magnetisierung in den Gesteinsschichten beruht auf einem iterativen Verfahren, bei dem zunächst ein Startmodell \vec{M}_{St} benötigt wird. Dieses kann mittels einer Vereinfachung der Gleichung (6.2) direkt aus der magnetischen Anomalie berechnet werden. Dazu wird angenommen, dass die Schichtdicke D sehr viel größer als der Bohrlochradius r_1 aber deutlich kleiner als der äußere Radius r_2 ist (Bosum et al. 1988). Des Weiteren soll das magnetische Feld direkt in der Mitte der Schicht ($z = 0$ m) berücksichtigt werden. Damit folgt dann:

$$\tilde{G} = \lim_{\frac{D}{r_1}, r_2 \rightarrow \infty} G(0) = 2. \quad (6.4)$$

Eingesetzt in Gleichung (6.1) und nach der Magnetisierung aufgelöst, folgt damit für jede Schicht k :

$$^k M_{St,N} = 2\mu_0^{-1} {}^k B_N(0) \quad , \quad ^k M_{St,O} = 2\mu_0^{-1} {}^k B_O(0) \quad , \quad ^k M_{St,V} = -\mu_0^{-1} {}^k B_V(0). \quad (6.5)$$

Mit dieser Magnetisierung kann nun wiederum mit den Gleichungen (6.1) und (6.2), unter Berücksichtigung der wahren Schichtdicke, die magnetische Anomalie für jede Schicht k in Abhängigkeit von der Entfernung z vom Mittelpunkt berechnet werden. Um nun die scheinbare magnetische Anomalie \vec{B} auf der Höhe des Mittelpunktes der k -ten Schicht zu berechnen, müssen auch die darüber und darunterliegenden Schichten berücksichtigt werden. Die scheinbare Anomalie im Mittelpunkt der k -ten Schicht folgt aus der Summe der magnetischen Flussdichten der einzelnen Schichten unter Berücksichtigung

des Abstandes zu der jeweiligen Schicht:

$${}^k\hat{\vec{B}} = \sum_{i=-a}^a {}^{k+i}\vec{B}(-i \cdot D). \quad (6.6)$$

In dieser Arbeit wurde ein Teufenintervall von ± 15 m bei der Berechnung der gegenseitigen Beeinflussung der Schichten verwendet, da in diesem Abstand die magnetische Anomalie der Schichten im Mittel unter einem Prozent des Anomalie der zentralen Schicht ist. Die Gesamtanzahl $2a$ an zu berücksichtigenden Schichten ergibt sich abhängig von der Dicke der Schichten zu:

$$a = \frac{15 \text{ m}}{D}. \quad (6.7)$$

Der nächste Schritt umfasst die Berechnung der Differenz der scheinbaren Anomalie ${}^k\hat{\vec{B}}$ mit der gemessenen Anomalie ${}^k\vec{B}$:

$$\Delta^k \vec{B} = {}^k\vec{B} - {}^k\hat{\vec{B}}. \quad (6.8)$$

Aus dieser Differenz wird nun die Modellverbesserung $\Delta^k \vec{M}$ unter denselben Annahmen wie zur Berechnung des Startmodells berechnet:

$$\Delta^k M_N = \frac{1}{2} \mu_0^{-1} \Delta^k B_N, \quad \Delta^k M_E = \frac{1}{2} \mu_0^{-1} \Delta^k B_E, \quad \Delta^k M_V = -\mu_0^{-1} \Delta^k B_V. \quad (6.9)$$

Bei bohrlochmagnetischen Messungen kann es dazu kommen, dass die Anomalien durch heterogene Magnetisierungen der Bohrlochwand und/oder durch Rauschen der Faserkreisel und Magnetfeldsensoren ein hochfrequentes Signal enthält, dessen Wellenlänge in der Größenordnung von $2D$ liegt. Damit kann es durch das verwendete iterative Verfahren zu einem Verstärken dieses Rauschens kommen.

Um diesen Effekt zu vermeiden, wird ein zusätzlicher Schritt bei der Modellverbesserung eingeführt. Das neue Startmodell ${}^k\vec{M}_{St}$ wird aus einem gewichteten Mittelwert der Korrekturen aus sieben Schichten berechnet. Der normierte Gewichtungsfaktor R wird mit zunehmender Entfernung zur betrachteten Schicht k kleiner. Damit ergibt sich das neue Startmodell zu:

$${}^k\vec{M}_{St} = {}^k\vec{M}_{St} + \sum_{i=-3}^3 R(i+4) \Delta^{k+i} \vec{M}, \quad (6.10)$$

mit dem normierten Gewichtungsfaktor $R = \frac{5}{19} \cdot (0.2, 0.4, 0.8, 1, 0.8, 0.4, 0.2)$.

Mit diesem angepassten Modell wird nun der Algorithmus ein weiteres Mal ausgeführt. Als Abbruchkriterium für dieses Verfahren dient die Standardabweichung, berechnet aus der Differenz $\Delta^k \vec{B}$. Unterschreitet diese für alle Komponenten einen Wert von 100 nT (mittlere Reproduzierbarkeit der reorientierten Magnetfeldmessungen), so wird der Algorithmus beendet und das aktuelle Startmodell als Lösung ${}^k\vec{M}$ ausgegeben. Als alternative Abbruchbedingung wurde eine maximale Iterationsanzahl von 50 Durchläufen festgelegt, diese wurden aber bei keinem Datensatz erreicht.

6.1.3 Berechnung der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM)

Die so berechnete Magnetisierung ist die Gesamtmagnetisierung der durchbohrten Gesteinsschichten. Diese setzt sich zusammen aus der induzierten und der remanenten Magnetisierung. Für die weitere Analyse ist die remanente Magnetisierung entscheidend, da diese unabhängig vom umgebenden Magnetfeld ist. Da sich die Gesamtmagnetisierung additiv aus der induzierten und remanenten Magnetisierung zusammensetzt, muss zunächst die induzierte Magnetisierung berechnet werden. Dabei wird die Entmagnetisierung des Zylinders vernachlässigt. Dies ist zulässig, solange die Suszeptibilität kleiner als $\chi = 0.1$ [SI] ist (Bosum et al. 1988). Die in Outokumpu gemessenen Suszeptibilitäten (siehe Abbildung 6.5) liegen unter diesem Grenzwert, so dass die Näherung hier angewandt werden kann. Die induzierte Magnetisierung ergibt sich durch Multiplikation der gemessenen Suszeptibilität $^k\chi$ mit dem berechneten Hintergrundfeld:

$$^k\vec{M}^{ind} = \mu_0^{-1} {}^k\vec{B}^{ext} \cdot \chi. \quad (6.11)$$

Die remanente Magnetisierung ergibt sich dann zu:

$$^k\vec{M}^{rem} = {}^k\vec{M} - {}^k\vec{M}^{ind}. \quad (6.12)$$

In Abbildung 6.4 sind die berechneten natürlichen remanenten Magnetisierungen (b-d) und der damit berechnete Betrag (a) aufgetragen. Der Betrag ist in logarithmischer Skala aufgetragen um das Verhalten der Magnetisierung in den schwachmagnetischen Bereichen der Bohrung deutlicher zu zeigen. Die stärkste Magnetisierung liegt im Bereich von 0 m bis 300 m und im Bereich der Outokumpu-Formation zwischen 1300 m und 1440 m.

Ein weiterer Parameter zur Beschreibung des Gesteins ist der Königsberger-Faktor Q . Dieser wird aus dem Quotienten des Betrages der remanenten und induzierten Magnetisierung berechnet. Wenn die Suszeptibilität, und damit die induzierte Magnetisierung sehr klein wird, kann es hierbei zu sehr großen Q-Faktoren kommen. Somit würde das Rauschen der Suszeptibilität bei kleinen Werten den Q-Faktor dominieren. Aus diesem Grund werden nur Magnetisierungen in Abschnitten berücksichtigt, in denen die Suszeptibilität größer als $1 \cdot 10^{-3}$ SI ist. Diese werden als \tilde{M}_T^{rem} , bzw. \tilde{M}_T^{ind} bezeichnet. Der Königsberger-Faktor ergibt sich damit zu:

$$Q = \frac{\tilde{M}_T^{rem}}{\tilde{M}_T^{ind}}. \quad (6.13)$$

In Abbildung 6.5 sind die Königsberger-Faktoren zusammen mit der Suszeptibilität aufgetragen. Die hohen Q-Faktoren zwischen 50 m und 300 m weisen auf monoklines Pyrrhotin hin, welches in dünnen Schwarzschieferschichten eingebettet ist (Airo et al. 2011). Die Verteilung der Q-Faktoren in der Outokumpu-Formation zwischen 1300 m und 1500 m wird in Abschnitt 7.3.2 diskutiert.

Die Berechnung der Magnetisierung des Gesteins nach dem Bosum-Modell ermöglicht eine hohe räumliche Auflösung. Mit der Berechnung des Hintergrundfeldes aus dem gefilterten Magnetfeldmessungen kann sie auch in Bereichen eingesetzt werden, in denen langwellige magnetische Störungen die Anomalien der durchbohrten Schichten überdecken. Allerdings ist sie aufgrund der Einschränkung des analytischen Modells auf horizontale und weit ausgedehnte Schichten (Radius größer als 50 m, siehe Abschnitt 6.2.1)

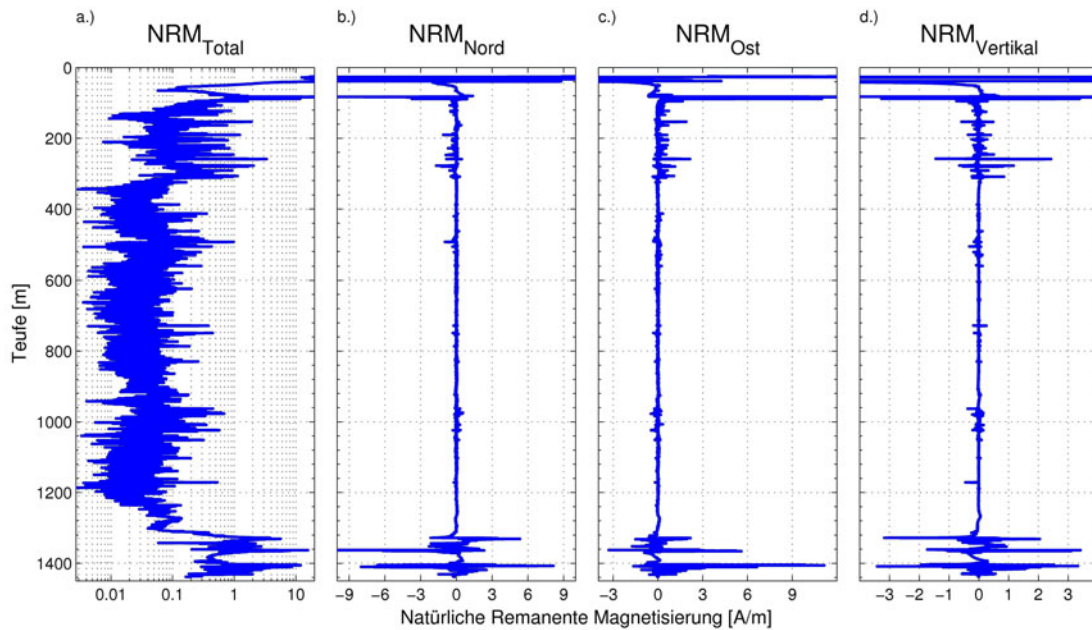


Abbildung 6.4: Nach dem Bosum-Modell berechnete natürliche remanente Magnetisierung (NRM) entlang der Bohrung. a.) Betrag der NRM (berechnet aus Komponenten) in logarithmischer Darstellung, b.)-d.) Nord-, Ost- bzw. Vertikalkomponenten der NRM in linearer Skalierung.

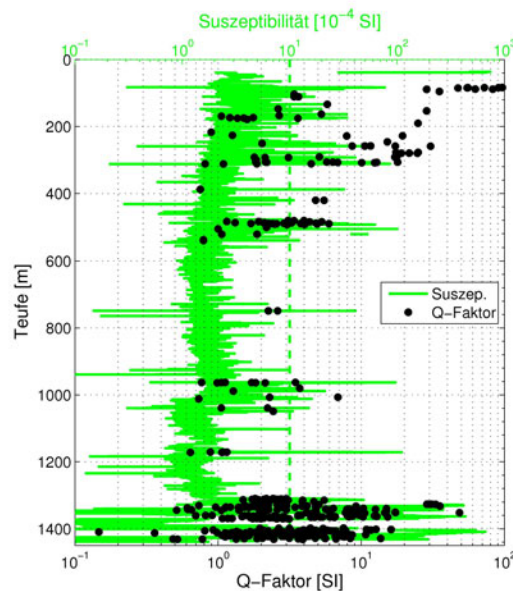


Abbildung 6.5: Königsberger-Faktor (schwarz), berechnet für Bereiche mit einer Suszeptibilität (grün) größer als 10^{-3} SI (grün gestrichelt).

ausgerichtet. Auch können mit diesem Ansatz keine asymmetrischen (z.B. elliptisch) oder geneigten Gesteinsschichten berücksichtigt werden. Dies erzeugt gerade in den Übergangsbereichen von magnetisiertem zu unmagnetisiertem Gestein Ungenauigkeiten. Dies ist in Abbildung 6.6 beispielhaft für den Übergangsbereich von schwach magnetisiertem Glimmerschiefer zu den stark magnetisierten Serpentinitschichten der Outokumpu-Formation gezeigt. In dem grau hinterlegtem Teufenbereich zeigt die Suszeptibilitätsmessung keine nennenswerte Magnetisierbarkeit, während die berechnete remanente Magnetisierung stetig bis zu dem Niveau der Magnetisierung in der Outokumpu-Formation anwächst. Dies ist ein Indiz, dass die berechnete Magnetisierung an dieser Stelle ein Artefakt des verwendeten Modells ist und nicht die reale Magnetisierung wiedergibt.

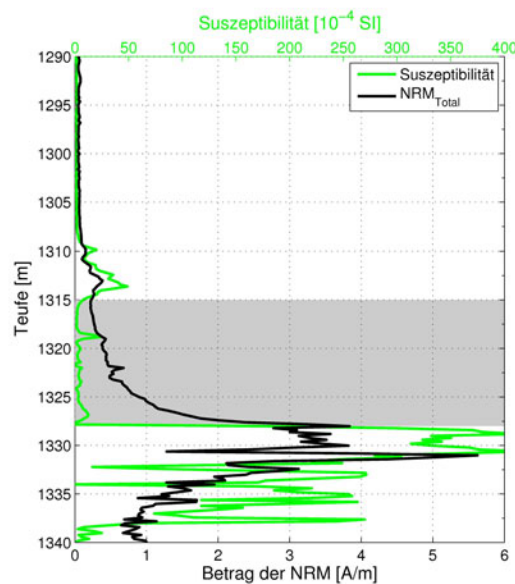


Abbildung 6.6: Vergleich der Suszeptibilität und des Betrages der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) in dem Übergangsbereich zwischen magnetisiertem und unmagnetisiertem Gestein. Grau hinterlegt: Bereich geringer Suszeptibilität bei hoher NRM.

Um diese These zu untersuchen, müssen die bisher vernachlässigten Parameter in die Berechnung der Magnetisierung eingehen. Dies ist aber nur mit Hilfe von numerischen Simulationen möglich, welche im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

6.2 Berechnung der Magnetisierung mit numerischen 3D Simulationen

Das im vorherigen Abschnitt vorgestellte Modell nach Bosum beruht auf einer analytischen Berechnung der Magnetisierung von durchbohrten Gesteinsschichten. Durch die für die Lösung notwendigen Annahmen (Bosum et al. 1988) ist die Geometrie des Schichtmodells stark eingeschränkt.

Auch die anderen, in Kapitel 1 vorgestellten analytischen Modelle, haben alle Einschränkungen hinsichtlich der remanenten Magnetisierung, der räumlichen Ausdehnung

oder der Neigung der Schichten. Eine allgemeinere Beschreibung ist mit numerischen Simulationen möglich. Hierbei können beliebige Formen von magnetisiertem Gestein berücksichtigt werden. Eine möglichst allgemeine und gleichzeitig einfache Modellgeometrie stellt die Beschreibung der Schichten durch elliptische Zylinderscheiben mit beliebiger Orientierung dar. Die Bohrung wird durch einen Zylinder modelliert, der durch den Mittelpunkt der Zylinderscheibe verläuft. Die Wahl dieser Grundgeometrie ist willkürlich, jedoch werden die meisten in der Natur anzutreffenden magnetisierten Körper besser durch Ellipsoide, als zum Beispiel durch rechteckige Geometrien beschrieben (Clark et al. 1986).

Mit den numerischen Simulationen sollte untersucht werden, ob die Beschreibung mit elliptischen Zylindern beliebiger Orientierung eine genauere Auswertung der dreikomponentigen Bohrlochmagnetometerdaten erlaubt, als es mit dem bisherigen Modell von Bosum und Scott (1988) möglich ist. Es zeigt sich, dass die Eigenschaften wie Neigung oder die längliche Form von elliptischen Zylinderscheiben einen wichtigen Beitrag zur Interpretation der magnetischen Anomalien beitragen. Die durch die numerischen Simulationen gewonnenen Erkenntnisse sollen in die Entwicklung eines neuen analytischen Modells einfließen. Die Wahl der elliptischen Zylinderscheiben soll dabei die Portierung der bestehenden analytischen Lösungen für kreisförmige Zylinderscheiben oder Ellipsoiden in dieses Modell vereinfachen. Dies ist für zukünftige Projekte geplant und nicht mehr Teil dieser Arbeit.

Wie bei allen Modellen zur Interpretation von magnetischen Daten, gibt es auch bei dem hier vorgestellten keine eindeutige Lösung. Es gibt immer eine Vielzahl an Modellen, die eine ähnliche magnetische Anomalie erzeugen. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurden die geometrischen und magnetischen Parameter der Zylinderscheiben manuell angepasst, so dass die Simulationsergebnisse möglichst gut mit den gemessenen Daten übereinstimmen. Diese Methode ist relativ langwierig und lässt einen gewissen Interpretationsspielraum offen. Im Anhang A.5 wird eine Sensibilitätsanalyse für einige der gewählten Parameter durchgeführt, um die Empfindlichkeit des Modells für diese abzuschätzen. Für die Auswertung zukünftiger Projekte ist daher eine automatisierte Inversion mit einem modifizierten analytischem Modell angestrebt.

Um für die manuelle Interpretation der magnetischen Messdaten einen Überblick über die Auswirkungen der einzelnen Parameter der elliptischen Zylinderscheiben zu erlangen, werden diese zunächst mit einer Parameterstudie untersucht. Die Erkenntnisse dieser Studie werden genutzt, um die Magnetisierung des Gesteins der durchbohrten Anteile der Outokumpu-Formation zu bestimmen. Die für die Simulationen verwendete Software ist das Programm Comsol Multiphysics¹.

Vor den Parameterstudien soll zunächst die magnetische Anomalie einer kreisförmigen Zylinderscheibe betrachtet werden. Hierzu wurde eine Zylinderscheibe simuliert, welche einen Durchmesser von 6 m und eine Dicke von 2 m hat. In der Mitte der Scheibe verläuft senkrecht eine Bohrung mit einem Durchmesser von 0.5 m. Die Zylinderscheibe besitzt eine Suszeptibilität von $\chi_Z = 0.1$ SI. Der umgebene Raum und das Innere der Bohrung werden als unmagnetisch angenommen (Suszeptibilität $\chi_R = 0$ SI). Als Quelle der magnetischen Anomalie folgt somit die induzierte Magnetisierung der Zylinderschicht

¹Verwendete Programmteile: Comsol Multiphysics 3.5a (Comsol 2008b) und AC/DC-Modul (Comsol 2008a)

aufgrund des äußeren Magnetfeldes. Dieses wird zu $\vec{B} = (20000, 0, 40000)$ nT gewählt. In Abbildung 6.7 sind die drei Komponenten der magnetischen Anomalien in einem Schnitt durch die Zylinderscheibe dargestellt. Der Schnitt verläuft durch die x - z -Ebene bei $y = 0$ m. Im Gegensatz zu den vorherigen analytischen Modellen wird nun eine inhomogene Magnetisierung der Zylinderscheibe zugelassen.

Da in dieser Simulation nur zeitlich konstante und statische Magnetfelder betrachtet werden, werden elektrische Ströme in den simulierten Körpern vernachlässigt. Damit ergibt sich die zu lösende Gleichung aus dem Ampère'schen Gesetz zu:

$$\nabla \times \vec{B} = 0. \quad (6.14)$$

Die magnetische Flussdichte \vec{B} folgt aus dem Magnetfeld \vec{H} , der induzierten Magnetisierung \vec{M}_{ind} und der remanenten Magnetisierung \vec{M}_{rem} zu

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}_{ind} + \vec{M}_{rem}). \quad (6.15)$$

In dieser Arbeit wird die magnetische Suszeptibilität χ als homogen und isotrop angenommen und kann somit als Skalar in die Berechnung der induzierten Magnetisierung eingehen:

$$\vec{M}_{ind} = \chi \vec{H}. \quad (6.16)$$

Mit der relativen magnetischen Permeabilität $\mu_r = 1 + \chi$ folgt:

$$\nabla \times \mu_0(\mu_r \vec{H} + \vec{M}_{rem}) = 0. \quad (6.17)$$

Um diese Gleichung zu lösen, wird das skalare magnetische Potenzial V_m eingeführt. Mit $\vec{H} = -\nabla V_m$ folgt:

$$-\nabla \times (\mu_0 \mu_r \nabla V_m - \mu_0 \vec{M}_{rem}) = 0. \quad (6.18)$$

Diese Differentialgleichung wird vom Programm Comsol Multiphysics gelöst, um das magnetische Potenzial in den finiten Elementen zu bestimmen.

In Abbildung 6.7b ist die B_y -Komponente der magnetischen Anomalie aufgetragen. Da das anregende Feld in der xz -Ebene liegt, und nur induzierte Magnetisierung in der Simulation berücksichtigt wird, sollte diese idealerweise Null sein. Die abgebildeten Werte sind numerisches Rauschen mit einer Amplitude von ca. 1 nT. In Anhang A.4 wird die Genauigkeit der numerischen Simulation durch Vergleich mit analytisch berechneten Daten bestimmt. Es zeigt sich, dass die numerischen Ergebnisse innerhalb von ± 2 nT mit den analytischen übereinstimmen. Dies ist verglichen mit der Auflösung der Magnetometer des GBM von 6.1 nT bzw. 8.5 nT (siehe Abschnitt 2.3) hinreichend klein.

Mit dieser Simulation lässt sich eine erste Abschätzung des Einflusses einer magnetisierten Schicht auf die magnetische Anomalie entlang der Bohrung und in der näheren Umgebung machen. Dies ist von Interesse, wenn die Bohrung nicht durch den Zylinder verläuft, sondern daran vorbei. So ist z.B. die Anomalie der vertikalen Komponente bei einem Bohrlochverlauf bei $x = 4$ m negativ auf Höhe der Scheibe. Dies ist für die Simulation der weiteren Umgebung um die Bohrung von Interesse, welche in Abschnitt 6.4 folgt.

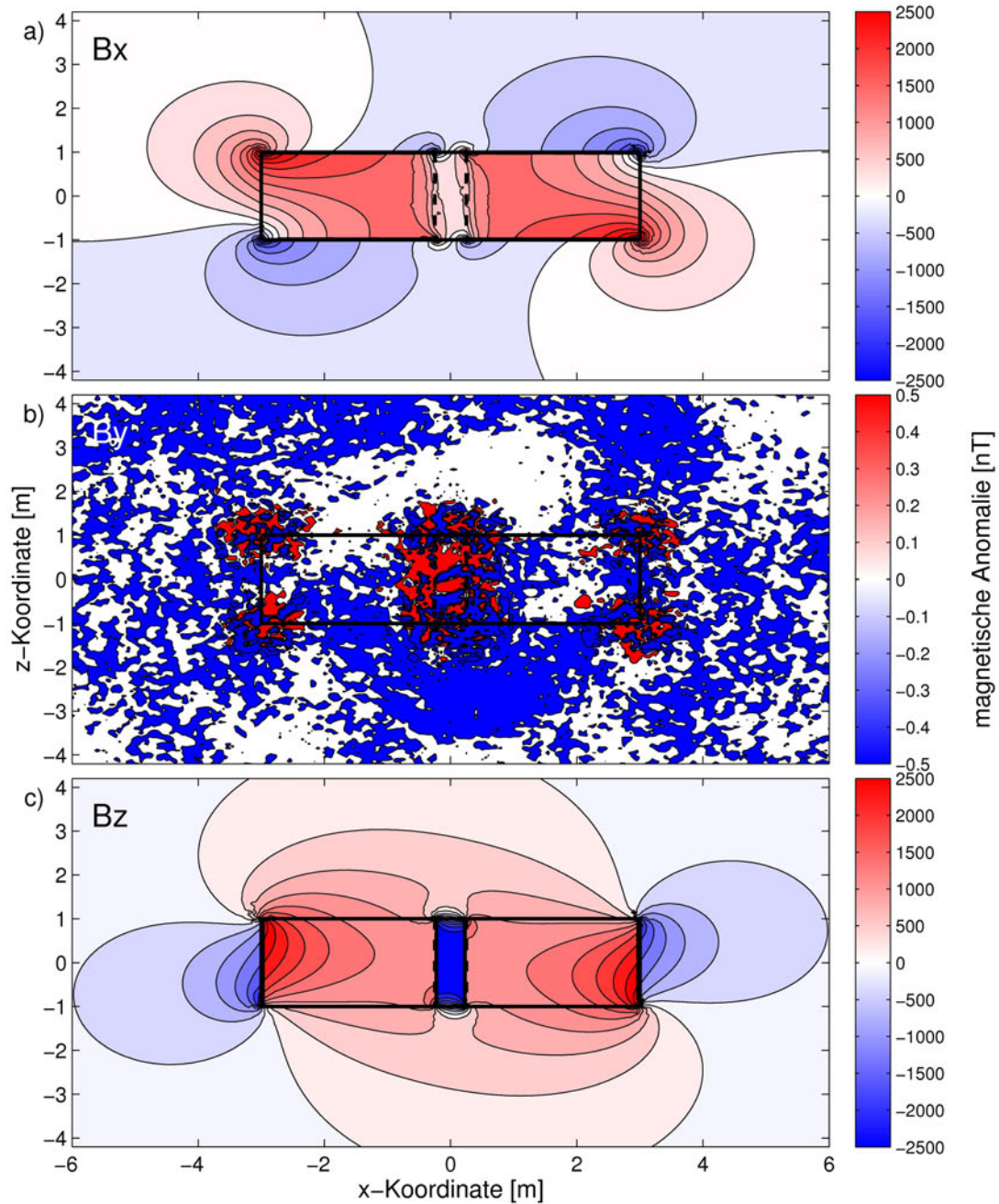


Abbildung 6.7: Magnetische Anomalien auf der x - z -Ebene durch eine durchbohrte, magnetisierbare Zylinderscheibe ($\chi_z = 0.1$ SI). Schwarzes Rechteck: Schnitt durch die Scheibe. Schwarzgestrichelt: Bohrung. Außendurchmesser: 6 m, Bohrungsdurchmesser: 0.5 m. Äußeres Feld: $\vec{B} = (20000, 0, 40000)$ nT.

6.2.1 Parameterstudie der Auswirkung geometrischen Eigenschaften von elliptischen Zylinderscheiben auf die magnetische Anomalie

Bei der Interpretation der reorientierten Magnetfelddaten durch magnetisierte Schichten ist es zunächst wichtig, die einzelnen Einflüsse der Parameter, welche eine Schicht beschreibt, zu kennen. Als grundlegendes Modell wird für diese Studien eine magnetisierte, elliptische Zylinderscheibe mit den Halbachsen A und B verwendet, in deren Zentrum eine Bohrung liegt. Die simulierte magnetische Flussdichte wird auf einer Geraden parallel zur Symmetrieachse der Bohrung berechnet. Die Parameter, welche im Folgenden untersucht werden, sind:

- Bohrlochradius r_1
- Außenradius r_2 bei einer kreisförmigen Zylinderscheibe (Halbachsen A und B gleich)
- Dezentralisierte Messung im Bohrloch
- Halbachsen A und B bei einer elliptischen Zylinderscheibe
- Azimut der großen Halbachse
- Inklinaton der Zylinderscheibe zur Bohrlochachse

Der Simulationsraum, in dem die Differentialgleichungen gelöst werden, wird bei allen Simulationen durch einen Zylinder mit 100 m Radius und einer Höhe von 100 m gebildet. Der Schwerpunkt der simulierten Zylinderscheibe befindet sich im Mittelpunkt dieses Zylinders. Da in dieser Parameterstudie die Auswirkung der Geometrie der magnetisierten Schicht untersucht werden sollen, wird die Magnetisierung stets konstant zu $M_x = M_y = 2 \text{ A/m}$, bzw. $M_z = 4 \text{ A/m}$ gehalten. Damit ergibt sich ein raumdiagonaler Magnetisierungsvektor mit einer Inklinaton von 55° gegen die Horizontale und einer Deklination von 45° gegen die x-Achse des Simulationskoordinatensystems.

6.2.1.1 Bohrlochradius r_1

Der erste untersuchte Parameter ist der Bohrlochradius r_1 . Dieser kann bei realen Messungen aufgrund von Ausbrüchen der Bohrlochwand oder durch Anbohren natürlicher Hohlräumen und Spalten von dem geplanten Kaliber der Bohrung abweichen. In Abbildung 6.8 sind die entsprechenden Simulationsergebnisse für Bohrlochradien zwischen 0.05 m und 0.4 m dargestellt. Für die Simulation wurde ein Kreiszyylinder mit einem Außenradius von $r_2 = 50 \text{ m}$ und einer Schichtdicke von $D = 6 \text{ m}$ gewählt.

Die Auswirkung einer Änderung im Bohrlochradius ist für alle Komponenten der magnetischen Flussdichte (B_x, B_y, B_z) gleich. Nur die Übergangsbereiche zwischen dem magnetisiertem Zylinder und der unmagnetisierten Umgebung ($|z| \sim 3 \text{ m}$) werden beeinflusst, während die maximale Amplitude in der Mitte der Schicht ($z = 0 \text{ m}$) nahezu konstant bleibt. Je kleiner der Bohrlochradius, desto schärfer ist der Übergang definiert. Um eine Abschätzung zu ermöglichen, wann der Bohrlochradius bei der Interpretation zu berücksichtigen ist, wird nun der Abstand von der Schichtgrenze ($z_{1\%}$) berechnet, bei dem das Signal 1 % von der maximalen Spitze-zu-Spitze Amplitude (A_{ss}) beträgt. Diese wird

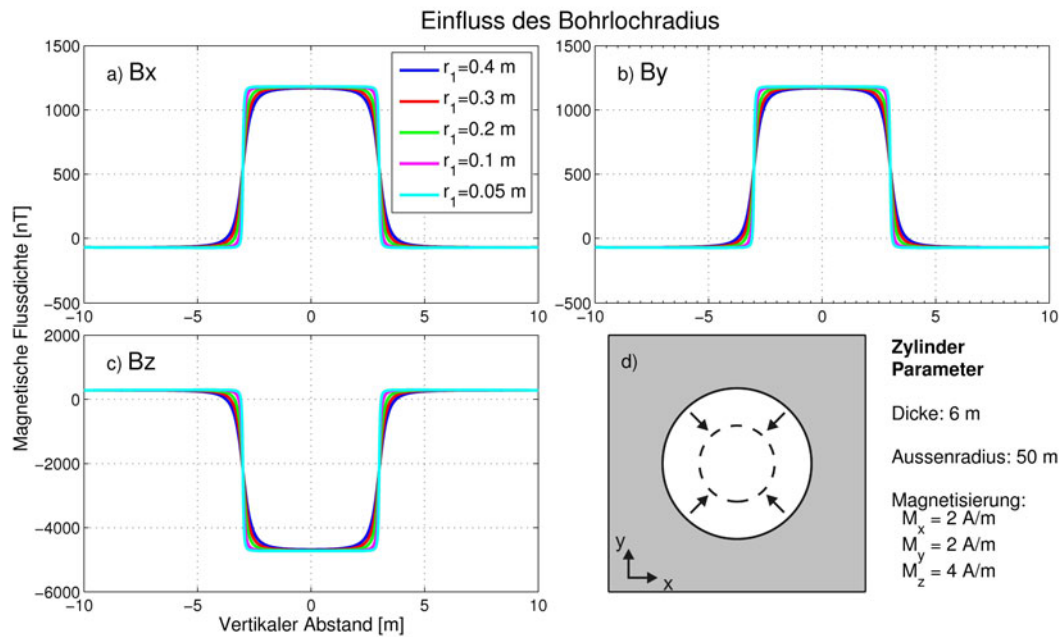


Abbildung 6.8: Magnetische Anomalien entlang der Bohrung in Abhängigkeit vom Bohrlochdurchmesser r_1 . a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, d) Skizze der verwendeten Geometrie, Aufblick auf die xy -Ebene. Der Ausschnitt zeigt das Bohrloch (weiß) in der Zylinderscheibe (grau).

berechnet zu $A_{ss} = |\min B - \max B|$. In Tabelle 6.1 sind die verwendeten Bohrlochradien r_1 , der Abstand $z_{1\%}$, die Amplitude A_{ss} und der Quotient $z_{1\%}/r_1$ aufgetragen.

r_1 [m]	$z_{1\%}$ [m]	A_{ss} [nT]	$z_{1\%}/r_1$ [SI]
0.05	0.24	1255	4.8
0.1	0.47	1254	4.7
0.2	0.91	1251	4.6
0.3	1.32	1247	4.4
0.4	1.71	1241	4.3

Tabelle 6.1: Auswirkung einer Änderung des Bohrlochradius r_1 . Erste Spalte: Bohrlochradius. Zweite Spalte: Abstand von der Schichtgrenze bei ± 3 m, in dem das Signal auf weniger als 1% der Spitze-zu-Spitze Amplitude abgefallen ist. Dritte Spalte: Spitze-zu-Spitze Amplitude der Anomalie. Vierte Spalte: Quotient aus $z_{1\%}$ und dem Bohrlochradius.

Wenn $z_{1\%}$ die halbe Schichtdicke $D/2$ überschreitet, wird bei gleicher Magnetisierung des Gesteins eine geringere Amplitude im magnetischen Feld berechnet, da sich dann die Übergangsbereiche überlappen. Oder andersherum, wenn aus der gemessenen magnetischen Anomalie die Magnetisierung berechnet wird, wird diese zu groß bestimmt.

Um eine Abschätzung zu ermöglichen, wann der Bohrlochradius berücksichtigt werden muss, lässt sich aus dem gerundeten Quotienten $z_{1\%}/r_1 = 5$ eine Faustregel ableiten.

Der Bohrlochradius wird relevant für die Interpretation, wenn gilt:

$$z_{1\%} > \frac{D}{2}. \quad (6.19)$$

Mit $z_{1\%}/r_1 = 5$ folgt dann:

$$5 \cdot r_1 > \frac{D}{2}. \quad (6.20)$$

Damit folgt, dass die minimale Mächtigkeit D_{min} der Zylinderschicht zehnmal größer sein muss, als der Bohrlochradius, damit dieser keinen Einfluss auf die Bestimmung der maximalen Magnetisierung hat:

$$D_{min} = 10 \cdot r_1. \quad (6.21)$$

6.2.1.2 Außenradius r_2

Bei der Interpretation von Bohrlochmagnetikdaten ist die Annahme einer unendlich ausgedehnten Schicht eine starke Einschränkung der möglichen Geometrien. Eine genauere Beschreibung der realen Gesteinsschichten ist in der Regel mit endlich ausgedehnten Zylinderscheiben möglich. In Abbildung 6.9 ist der Effekt eines endlichen Außenradiuses auf die magnetische Anomalie entlang der Bohrung gezeigt. Die verwendete Geometrie für die Simulation ist ein Kreiszylinder mit einem Bohrlochdurchmesser von $r_1 = 0.1$ m, einer Dicke von $D = 6$ m und einem Außenradius von $r_2 = 2$ m bis $r_2 = 1000$ m.

Es zeigt sich, dass die Ausdehnung des Zylinders eine signifikante Auswirkung auf die magnetische Anomalie hat. Wie beim Bohrlochradius ist der Einfluss des Außenradius qualitativ für alle Komponenten gleich. Über und unter der endlichen Zylinderscheibe ($|z| > D/2$) ist das Vorzeichen der magnetischen Anomalie umgekehrt zum Bereich im Inneren des Zylinders ($|z| \leq D/2$) und nähert sich asymptotisch Null an für einen wachsenden Abstand z . Für kleinere Außenradii verläuft diese Annäherung schneller, das Signal fällt also steiler mit z ab. Um dieses Verhalten zu quantifizieren, wird die Distanz $z_{0.25\%}$ berechnet, nachdem die Anomalie im Außenbereich auf 0.25 % der Spitze-zu-Spitze Amplitude A_{ss} abgefallen ist. In Tabelle 6.2 sind diese Werte zusammen mit der minimalen Amplitude B_{min} am Beispiel der Komponente B_x aufgetragen.

Wie der wachsende Abstand $z_{0.25\%}$ zeigt, vergrößert sich der durch die Schicht beeinflusste Außenbereich mit wachsendem Außenradius. Gleichzeitig sinkt aber die minimale Amplitude B_{min} , die ein Maß für diesen Einfluss ist. Damit kann dieser Effekt für weit ausgedehnte Schichten ($r_2 > 1000$ m) vernachlässigt werden, da die Amplitude der Störung dann kleiner ist, als die Auflösung der Sensoren (vergl. Kapitel 2.3). Der Einfluss des Außenradius ist vor allem für Schichten mit kleinen bis mittleren Radien ($r_2 < 100$ m) von Bedeutung. Wenn diese in einem vertikalen Abstand zueinander liegen, der kleiner ist als $z_{0.25\%}$, dann überlagern sich die positiven und negativen Anteile der Anomalien. Somit wird zum Einen die Interpretation erschwert, da die charakteristischen Übergangsbereiche der magnetischen Anomalie an der Schichtgrenze gestört sind. Außerdem beeinflussen sich die Schichten untereinander, in dem sie das induzierende Feld abschwächen und somit einen Entmagnetisierungs-Effekt erzeugen. Dieser Effekt ist aber nur gering. Selbst für sehr kleine Außenradien von wenigen Meter ist das entmagnetisierende Feld nur rund 1% von dem äußeren, induzierenden Feld (in Outokumpu: $B_{Total} = 52400$ nT).

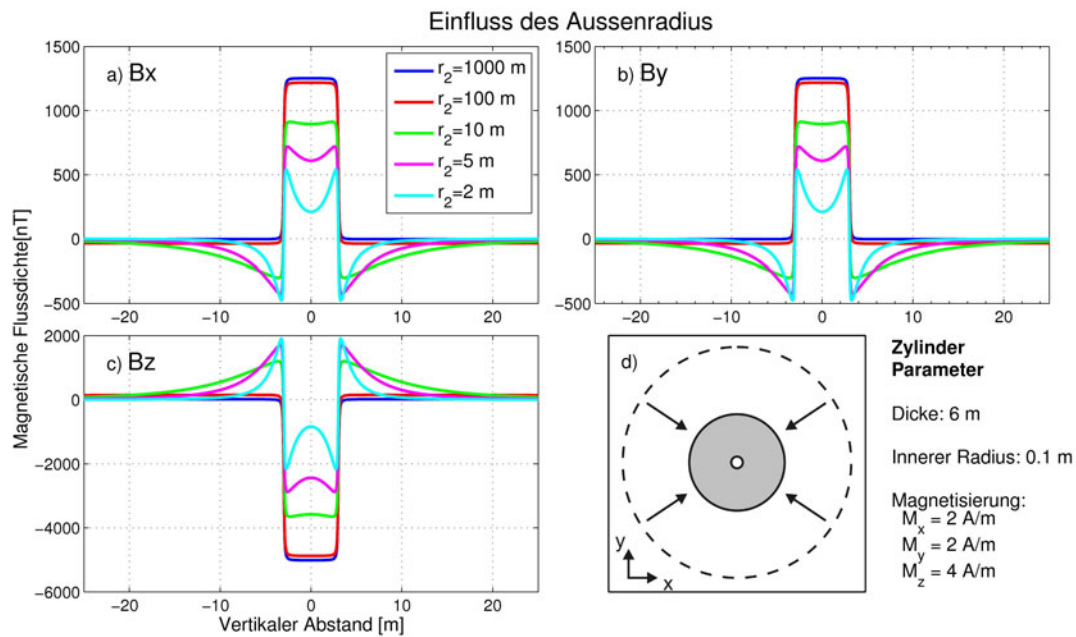


Abbildung 6.9: Magnetische Anomalien entlang der Bohrung in Abhängigkeit vom äußeren Radius r_2 einer kreisförmigen Zylinderscheibe mit gleichen Halbachsen $A = B = r_2$. a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, d) Skizze der verwendeten Geometrie, Aufsicht auf die xy -Ebene. Die Skizze zeigt die Verringerung des Außenradiuses der Zylinderscheibe (grau).

r_2 [m]	$z_{0.25\%}$ [m]	A_{ss} [nT]	$B_{x,min}$ [nT]	r_2/D
2	15	1016	-475.7	0.3
5	29	1145	-426.4	0.8
10	46	1212	-300.0	1.7
100	203	1255	-37.2	16.7
1000	357	1256	-3.8	166.7

Tabelle 6.2: Auswirkung einer Änderung des Außenradius r_2 . Erste Spalte: Außenradius. Zweite Spalte: Abstand von der Schichtgrenze bei ± 3 m, in dem das Signal auf weniger als 0.25% der Spitze-zu-Spitze Amplitude abgefallen ist. Dritte Spalte: Spitze-zu-Spitze Amplitude der Anomalie. Vierte Spalte: Minimum der magnetischen Anomalie in der x -Komponente. Fünfte Spalte: Quotient aus dem Bohrlochradius und der Mächtigkeit der Zylinderschicht.

Auch im Inneren der Schicht ($|z| \leq D/2$) zeigt die Änderung des Außenradius Wirkung. Mit abnehmendem Radius verringert sich die mittlere Amplitude. Dieser Effekt betont die Wichtigkeit der korrekten Wahl des Außenradius. Wenn eine Anomalie einer Schicht mit kleinem r_2 durch eine Schicht mit größerem Durchmesser interpretiert wird, so wird die resultierende Magnetisierung zu gering sein. Wenn zum Beispiel die Anomalie des Zylinders mit $r_2 = 10$ m (grüne Linie in Abb. 6.9) durch einen Zylinder mit $r_2 = 1000$ m (blaue Linie) interpretiert werden würde, so würde die Magnetisierung um 25 % zu gering ausfallen.

Neben der mittleren Amplitude ändert sich aber auch die Form der Anomalie im Inneren der Schicht. Als Indikator hierfür dient der Quotient aus dem Außenradius und der Dicke D der Schicht. Ist dieser kleiner als 1 (siehe Tabelle 6.2), so ändert sich die Form der Anomalie von nahezu konstant für $|z| \leq D/2$ zu parabolisch um $z = 0$ (violette und türkise Linie in Abb. 6.9). Bei der Interpretation durch weit ausgedehnte Schichten würde hier irrtümlicherweise auf eine heterogene Magnetisierungsverteilung mit z geschlossen werden.

6.2.1.3 Dezentralisierte Messung

Während der Messung der magnetischen Flussdichte in einem Bohrloch kann es dazu kommen, dass die Sonde nicht zentral in der Bohrung läuft. Dies ist in der Regel der Fall, wenn kein Zentrierer benutzt wird. Aber auch bei der Verwendung eines Zentrierers kann es z.B. durch Ausbrüche in der Bohrlochwand in geneigten Bohrlöchern dazu kommen, dass die Kaliberänderung nicht ausgeglichen werden kann und die Sonde dezentral misst. Der Einfluss einer Dezentralisierung der Sonde auf die gemessenen Flussdichten ist in Abbildung 6.10 gezeigt. Die für diese Simulation genutzte Geometrie ist ein Kreiszylinder mit einem Bohrlochdurchmesser von $r_1 = 0.1$ m, einem Außenradius von $r_2 = 50$ m und einer Dicke von $D = 2$ m.

In dieser Simulation wird das Profil, auf dem die magnetische Flussdichte berechnet wird, sukzessive entlang der x-Achse in Richtung Bohrlochwand verschoben. Mit sinkendem Abstand zur Bohrlochwand wird die Anomalie der Kante des magnetisierten Zylinders bei $z = \pm 1$ m und $x = 0.1$ m stärker. Die verwendeten Positionen sind $x = (0.0, 2.0, 4.0, 7.0, 8.5)$ cm. Die Verringerung des Abstandes zur Bohrlochwand beeinflusst in erster Linie die Komponente der magnetischen Flussdichte, in der die Annäherung stattfindet. In diesem Fall ist es die B_x -Komponente (Abb. 6.10a). Hier sieht man eine stark lokalisierte ($\Delta z = \pm 0.25$ m) Spitze, die sich in dem Übergangsbereich von magnetisierten zu unmagnetisierten Gestein (und andersherum) ausbildet. Die Stärke dieser Störung wird für einen Abstand zwischen Sondenmittelpunkt und Bohrlochwand kleiner als dem halben Bohrradius signifikant (violette und türkise Linie in Abb. 6.10a). Der Einfluss auf die B_y -Komponente der Flussdichte (6.10b) ist vernachlässigbar. In der B_z -Komponente wird der Übergangsbereich zwischen unmagnetisiertem und magnetisiertem Material bei $z = \pm 1$ m um ca. 0.1 m geringfügig verbreitert. Diese minimale Änderung ist bei der Interpretation von realen Daten unbedeutend, da dieser Fehler in derselben Größenordnung der räumlichen Auflösung der Messungen (siehe Abschnitt 4.3), bzw. im Bereich der Genauigkeit der Teufenkorrektur (siehe Abschnitt 5.5) liegt.

Aufgrund der kleinen räumlichen Ausdehnung der Störung ist der Effekt der Dezentralisierung nur von Bedeutung, wenn sehr dünne Schichten oder Schichten mit breiten

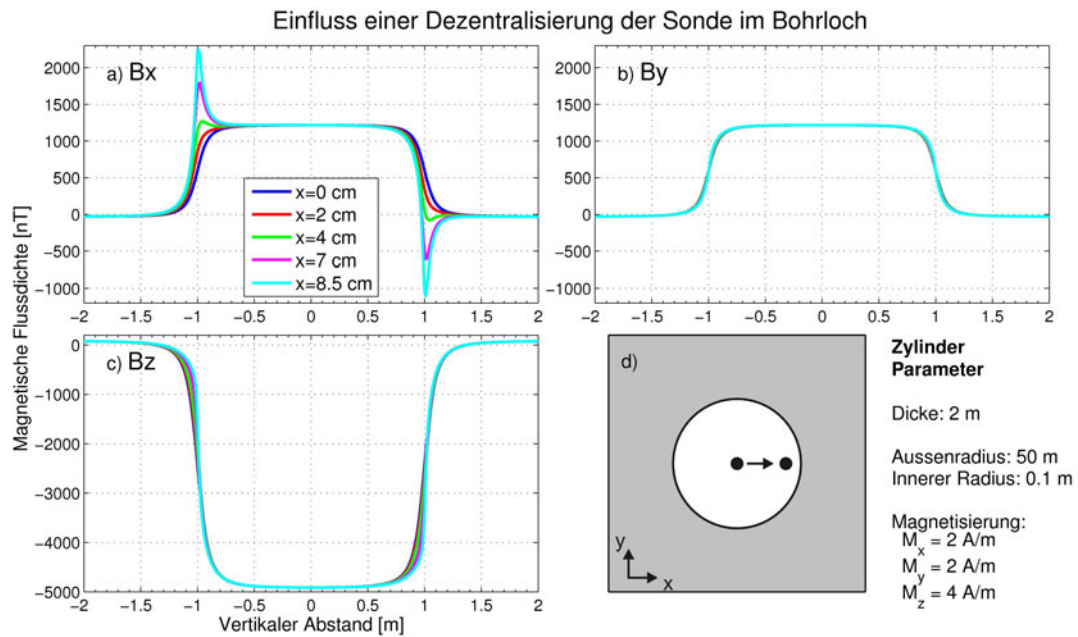


Abbildung 6.10: Magnetische Anomalien entlang der Bohrung in Abhängigkeit vom Abstand der Sonde zu der Bohrlochwand. a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, d) Skizze der verwendeten Geometrie, Aufsicht auf die xy -Ebene. Die Skizze zeigt die Verringerung des Abstandes der Sonde (schwarzer Punkt) zur Bohrlochwand (grau) entlang der x -Achse.

Bohrungen vorliegen. Das kritische Verhältnis zwischen Schichtdicke und Bohrlochradius ist hierbei ungefähr $D/r_1 = 5$. Ist dieses Verhältnis kleiner, so überlappen sich die Übergangsbereiche, sodass man nicht mehr zwischen dem eigentlichen Signal der Schicht und dem Dezentralisierungseffekt unterscheiden kann. Für den Fall, dass $D/r_1 \gg 5$ würden die schmalen Spitzen an den Übergangsbereichen die Berechnung der Magnetisierung der Schichten nicht weiter beeinflussen.

6.2.1.4 Verhältnis der Halbachsen

Die in der Natur vorkommenden Gesteinsschichten sind in der Regel keine kreisförmigen Scheiben. Eine allgemeinere Beschreibung der Geometrie ist durch die Verwendung von elliptischen Zylinderscheiben möglich. Aus diesem Grund wird hier der Einfluss des Verhältnisses der großen (A) zur kleinen Halbachse (B) untersucht. Abbildung 6.11 zeigt die magnetischen Anomalien auf dem Bohrlochpfad für elliptische Zylinderscheiben. Die Halbachse A entlang der x -Achse wird konstant zu 50 m gewählt, während die Halbachse B von 50 m bis 1.1 m variiert wird. Die Dicke der Scheibe beträgt 2 m und der Bohrlochradius 0.1 m.

Eine Veränderung des Achsenverhältnisses betrifft alle drei Komponenten der magnetischen Anomalie unterschiedlich. Das magnetische Feld B_x entlang der langen Halbachse A ändert sich nur minimal mit abnehmenden B . Die Komponenten B_y und B_z , die senkrecht auf der Streichrichtung liegen, werden deutlich beeinflusst. In beiden Fällen ist außerhalb des magnetisierten Zylinders ($|z| > 1$ m) ein Vorzeichenwechsel und eine

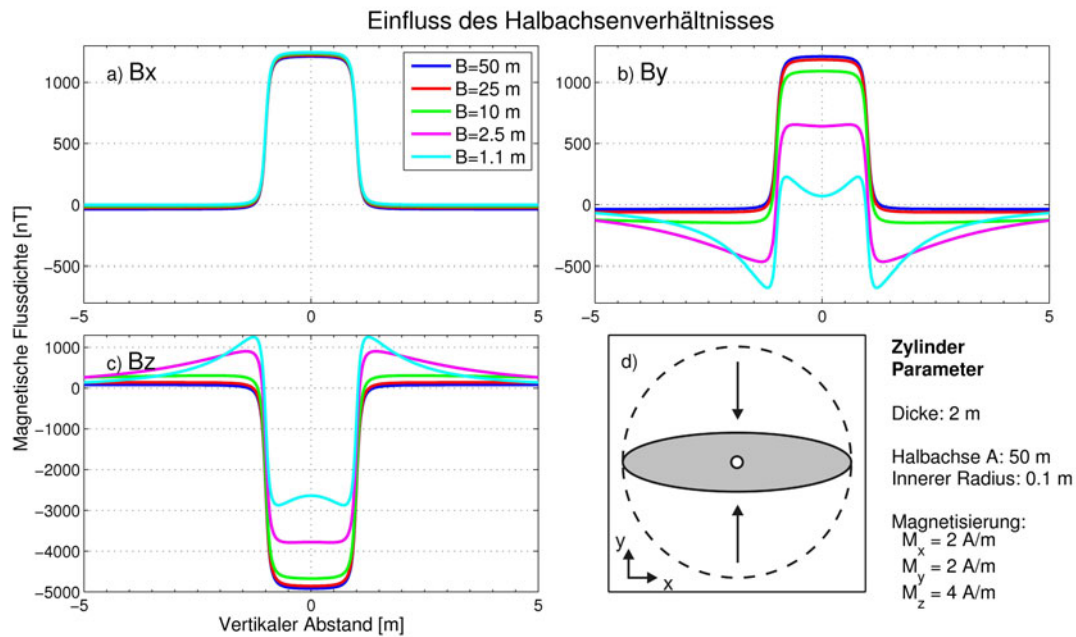


Abbildung 6.11: Magnetische Anomalien entlang der Bohrung in Abhängigkeit vom Verhältnis der Halbachsenlängen A und B einer elliptischen Zylinderscheibe. a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, d) Skizze der verwendeten Geometrie, Aufsicht auf die xy -Ebene. Die Skizze zeigt die Verringerung der Halbachse B bei konstanter Halbachse A der elliptischen Zylinderscheibe (grau).

asymptotische Abnahme der Anomalie zu beobachten. Im Inneren ($|z| \leq 1$ m) ist eine Abnahme der Amplitude mit abnehmender großen Halbachse und eine Veränderung der Form zu einer Parabel sichtbar. Diese Effekte können auf die Abnahme des effektiven Außenradius zurückgeführt werden (vergleiche Abschnitt 6.2.1.2).

Im hier simulierten Fall zeigen sich deutliche systematische Unterschiede (z.B. Nulldurchgang, reduzierte Amplitude im Inneren der Zylinderscheibe) in dem Verlauf der B_y -Komponente, verglichen mit der B_x -Komponente für ein Halbachsenverhältnis $A/B > 20$ (pinke Kurve in Abb. 6.11). Bei der Interpretation von Messdaten weist das unterschiedliche Verhalten der gemessenen magnetischen Anomalie im Inneren und im Außenbereich zwischen den drei Komponenten auf eine elliptische Schicht hin.

6.2.1.5 Orientierung des elliptischen Zylinders

In dem voraus gehenden Abschnitt wurde der Einfluss eines elliptischen Zylinders untersucht, bei der die Halbachsen mit den Systemachsen übereinstimmten. Ein allgemeinerer Ansatz ist, eine beliebige Deklination φ_D der Streichrichtung zu zulassen. In dieser Studie wird eine schmale Zylinderscheibe mit $A = 50$ m und $B = 1.1$ m um die z -Achse rotiert. Eine Deklination von $\varphi = 0^\circ$ entspricht einer Ausrichtung $A \parallel x$, während $\varphi = 45^\circ$ der Winkelhalbierenden zwischen der x - und der y -Achse entspricht. Die Magnetisierung wurde wie bei den vorherigen Simulationen konstant zu $M_x = M_y = 2$ A/m, bzw. $M_z = 4$ A/m gewählt. Die resultierenden Flussdichten sind in Abbildung 6.12 dargestellt.

Für den Fall, dass die Halbachsen gerade mit den Systemachsen zusammenfallen

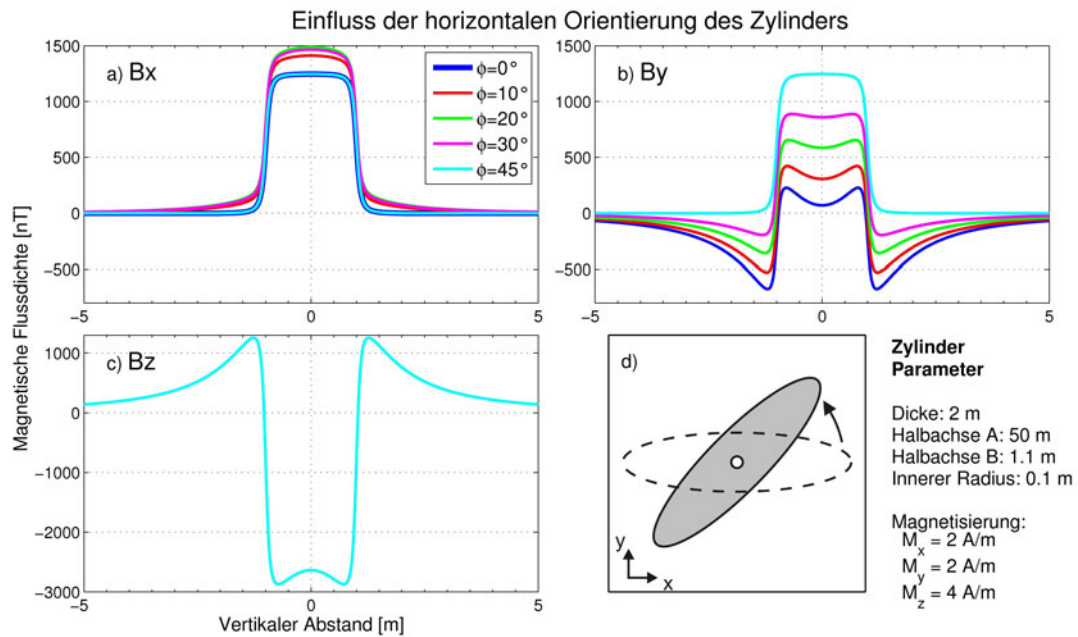


Abbildung 6.12: Magnetische Anomalien entlang der Bohrung in Abhängigkeit von der Streichrichtung der großen Halbachse A einer elliptischen Zylinderscheibe. a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, Anomalien in B_z liegen deckungsgleich aufeinander, d) Skizze der verwendeten Geometrie, Aufsicht auf die xy -Ebene. Die Skizze zeigt die Drehung der elliptischen Zylinderscheibe (grau) um die Hochachse.

($\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$), gelten die Überlegungen aus dem vorherigen Abschnitt. Wenn die Streichrichtung des Zylinders gerade die Winkelhalbierende zwischen zwei Systemachsen bildet ($\varphi = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$), ist der Verlauf der Anomalien entlang der Achsen senkrecht zur Drehachse gleich (siehe Abbildung 6.12a,b, türkise Linie). Einen Hinweis auf einen elliptische Zylinder erhält man in diesem speziellen Fall nur im Vergleich der horizontalen Komponenten mit der vertikalen. Die Vertikale Anomalie weist in diesem Fall einen Nulldurchgang von magnetisiertem zu unmagnetisiertem Gestein auf, während die horizontalen Komponenten keinen Vorzeichenwechsel zeigen.

Ein Rückschluss auf einen elliptischen Zylinder mit beliebiger Deklination bietet die Anomalie im Außenbereich ($|z| > 1 \text{ m}$) der Achse, die durch den Einfluss der langen Halbachse dominiert wird (in diesem Beispiel B_x). Diese hat dasselbe Vorzeichen wie die Anomalie im Inneren des Zylinders (Abb. 6.12a, $\varphi = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$). Dieses Verhalten ist durch keinen anderen Parameter einer elliptischen Schicht zu erklären.

6.2.1.6 Geneigter Zylinder

Die bisher betrachteten Beispiele sind von horizontal orientierten Zylinderscheiben ausgegangen. Bei Messungen unter realen Bedingungen kann es aber auch vorkommen, dass die durchbohrten Schichten geneigt sind. Um den Einfluss einer Schichtinklination θ zu untersuchen, wurde eine kreisförmige Zylinderscheibe mit einem Außenradius von $r_2 = 50 \text{ m}$, einem Bohrlochradius von $r_1 = 0.1 \text{ m}$ und einer Dicke von $D = 2 \text{ m}$ in 15°

Schritten um die y-Achse geneigt. Wie bei den vorherigen Simulationen wird die Magnetisierung dabei raumfest zu $M_x = M_y = 2 \text{ A/m}$, bzw. $M_z = 4 \text{ A/m}$ gehalten. In Abbildung 6.13 sind die Ergebnisse dieser Simulation gezeigt.

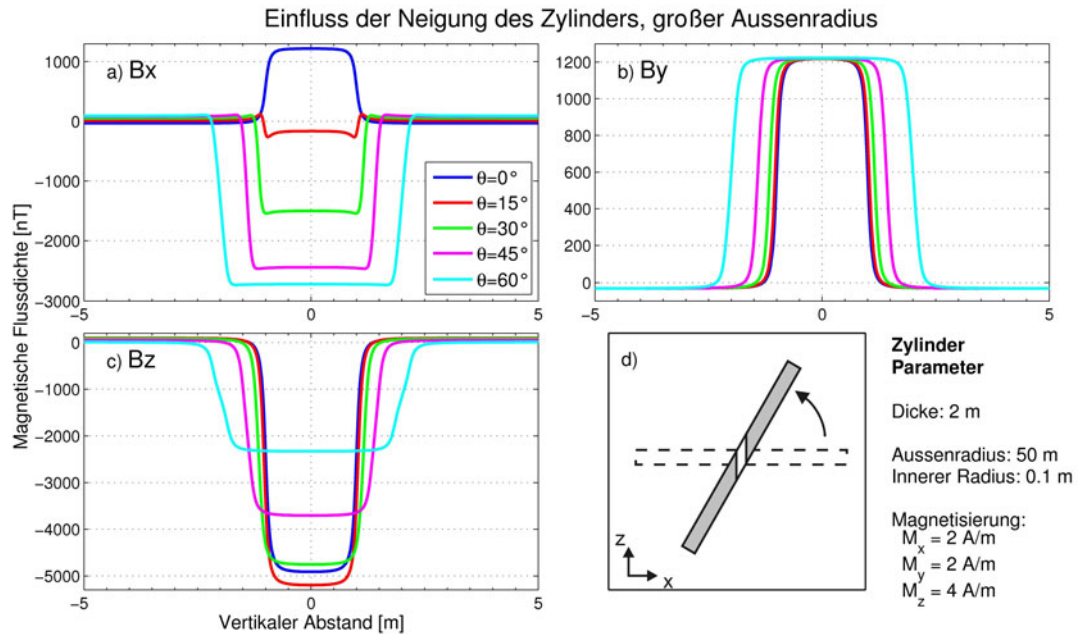


Abbildung 6.13: Magnetische Anomalien entlang der Bohrung in Abhängigkeit von der Neigung θ einer kreisförmigen Zylinderscheibe. a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, d) Skizze der verwendeten Geometrie, Seitenansicht auf die xz -Ebene. Die Skizze zeigt die Neigung der Zylinderscheibe (grau) um die y -Achse. Die Bohrung verläuft für alle θ parallel zu der z -Achse.

Eine Vergrößerung der Schichtinklination wirkt sich in allen Komponenten unterschiedlich aus. Aufgrund der Rotation um die y -Achse wird ein Teil der vertikalen Komponente der magnetischen Anomalie in die Komponente senkrecht zur Rotationsachse (B_x) projiziert. Somit verringert sich die Vertikalkomponente B_z und B_x ändert das Vorzeichen für Winkel größer als 20° . Die Komponente der magnetischen Anomalie, die parallel zu der Rotationsachse liegt (B_y), zeigt keine Änderung der Amplitude, nur eine Verbreiterung der Anomalie. Dieser Effekt kann auch bei den anderen beiden Komponenten beobachtet werden. Die scheinbare Schichtdicke D_s , die sich aus der Halbwertsbreite der Anomalien berechnen lässt, ergibt sich zu:

$$D_s = D \cdot \cos \theta. \quad (6.22)$$

Insgesamt zeigt die magnetische Anomalie des geneigten Zylinders in Abbildung 6.13 keine eindeutigen Charakteristika, die auf die Neigung hinweisen. Die gezeigten Anomalien lassen sich auch durch eine horizontale, kreisförmige Zylinderscheibe mit $r_1 = 0.1 \text{ m}$, $r_2 = 100 \text{ m}$ und $D_s = 4 \text{ m}$ annähern (siehe Abbildung 6.14). Um die negative Anomalie in der B_x -Komponente zu erzeugen (Abb. 6.13a), muss diese dann jedoch eine negative Magnetisierung in der x -Komponente besitzen. Die für die Berechnung der Anomalie der horizontalen Kreisscheibe verwendete Magnetisierung von $\vec{M}_h = (-4.4, 2, 1.9)$

A/m unterscheidet sich damit aber deutlich von der Magnetisierung der geneigten Schicht $\vec{M}_g = (2, 2, 4)$ A/m. Würde die Schichtneigung also vernachlässigt, so ergäbe sich eine Deklination der Magnetisierung von -66° statt 45° und eine Inklinaton von 21° statt 55° . Damit wird deutlich, wie wichtig die richtige Einschätzung der Neigung ist. Die Anomalien unterscheiden sich nur in den Übergangsbereichen zwischen magnetisierten Zylinder und unmagnetisierter Umgebung bei $|z| = 2 \pm 0.5$ m. Gerade diese Bereiche werden aber auch stark von den anderen Parametern beeinflusst, so dass bei einer realen Messung dieser Bereich nur bedingt hinsichtlich der Schichtneigung interpretiert werden kann.

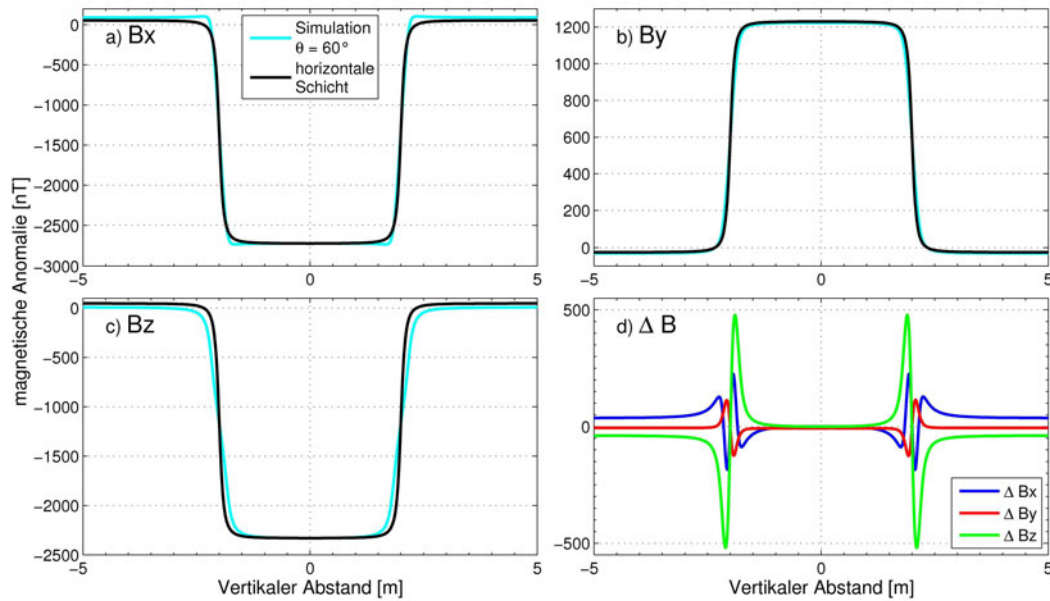


Abbildung 6.14: Vergleich der magnetischen Anomalie einer mit $\theta = 60^\circ$ geneigten und einer horizontalen Schicht. a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, d) Differenzen der Anomalien beider Schichten.

Die eben betrachtete Zylinderscheibe hatte einen Außendurchmesser von 50 m, so dass der Einfluss der Außenkanten aufgrund des größeren Abstandes nur gering ist. Da diese aber einen wichtigen Anteil zu der magnetischen Anomalie liefern (siehe Abschnitt 6.2.1.2) wird die Untersuchung des Einflusses der Schichtneigung mit einer kreisförmigen Zylinderscheibe mit geringerem Außenradius wiederholt. In Abbildung 6.15 ist die magnetische Anomalie für einen Zylinder mit $r_2 = 10$ m gezeigt. Alle anderen Parameter werden von der vorherigen Simulation übernommen.

Aufgrund der geringeren Ausdehnung der Schicht ist der horizontale Abstand $\Delta H = r_2 \cos \theta$ der Außenkante zu der Bohrlochachse geringer und nimmt mit zunehmender Neigung weiter ab. Gleichzeitig verschiebt sich der Mittelpunkt der Anomalie der Außenkanten nach oben, bzw. unten ($\Delta V = \pm r_2 \sin \theta$). Damit ergibt sich über- und unterhalb der magnetisierten Schicht ein Bereich, welcher durch den Einfluss der Schichtneigung dominiert wird. Aufgrund der großen räumlichen Ausdehnung (z.B. in Abb. 6.15a ca. 8m für $\theta = 60^\circ$) ist dieser Effekt ein eindeutiger Hinweis auf eine Schichtneigung. Bei Schichten mit geringer Ausdehnung ($r_2 \sim 10$ m) besteht somit die Möglichkeit, Schichtneigungen

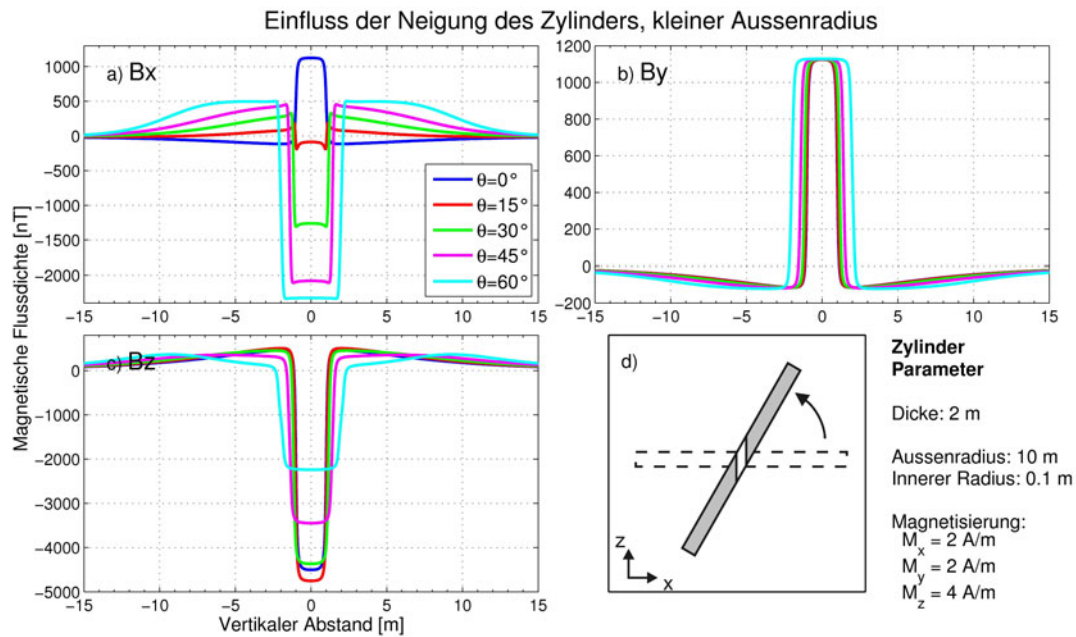


Abbildung 6.15: Magnetische Anomalien entlang der Bohrung in Abhängigkeit von der Neigung θ einer kreisförmigen Zylinderscheibe mit kleinem Außenradius r_2 . a-c) Magnetische Anomalie entlang des Mittelpunktes der Bohrung in drei Komponenten, d) Skizze der verwendeten Geometrie, Seitenansicht auf die xz -Ebene. Die Skizze zeigt die Neigung der Zylinderscheibe (grau) um die y -Achse. Dabei verläuft die Bohrung für alle θ senkrecht entlang der z -Achse.

aus den Magnetfeldmessungen zu identifizieren, wenn die charakteristischen Außenbereiche nicht durch andere Anomalien (z.B. durch benachbarte magnetisierte Schichten) gestört sind.

6.2.1.7 Relevanz der Parameter

Die in den Parameterstudien vorgestellten Eigenschaften der Schichten haben unterschiedliche Relevanz für die Interpretation von Bohrlochmagnetik-Daten. Der Innenradius und die Dezentralisierung der Sonde im Bohrloch wirken sich nur im Übergangsbereich aus. Damit sind diese Parameter nur von Interesse, wenn viele dünne Schichten aufeinander folgen, sodass sich die Übergangsbereiche gegenseitig überlappen. Außerdem können diese Parameter durch Messungen im Bohrloch bestimmt werden. Der Innendurchmesser kann durch Kaliber-Messungen gemessen werden, und die Dezentralisierung kann über den Sonden-, bzw. Zentriererdurchmesser in Verbindung mit dem Kaliber abgeschätzt werden.

Wichtiger für die Interpretation der Bohrloch-Daten ist die richtige Einschätzung der Ausmaße der Schicht durch die Halbachsen A und B (und damit auch r_2 als Spezialfall für $A = B$), sowie die Streichrichtung (φ) der Ellipse. Diese Größen können aufgrund der unterschiedlichen Auswirkungen in den drei Komponenten identifiziert werden. Hierbei spielen besonders die Bereiche direkt über und unter der magnetisierten Schicht eine Rolle; die Steigung der abklingenden magnetischen Anomalie kann zur Bestimmung von A ,

B und φ genutzt werden.

Der letzte und wichtigste der untersuchten Parameter ist die Schichtinklination θ . Diese bewirkt eine Verbreiterung der Anomalie und kann zu einer starken Fehleinschätzung der Gesteinsmagnetisierung führen. Zwar geben die magnetischen Anomalien Auskunft über die Neigung kleiner Schichten ($r_2 \sim 10$ m), aber schon für mittlere Außenradien von $r_2 > 50$ m ist eine eindeutige Identifizierung der Neigung nicht mehr möglich. Es ist deshalb ratsam, bei der Interpretation der Bohrlochmagnetik-Daten weitere Quellen zur Identifizierung der Neigung der durchbohrten Schichten zu nutzen. Hier bieten sich Daten von bildgebenden Bohrlochsonden (z.B. optische oder akustische Televiever) oder die Analyse von Bohrkernen an, wobei diese in der Regel nicht orientiert sind, sodass man nur die Neigung, nicht aber die Einfallsrichtung bestimmen kann.

6.2.2 Numerische Modellierungen der magnetisierten Sektionen in der Outokumpu-Formation

In diesem Abschnitt werden die Erkenntnisse über die Auswirkung der einzelnen Parameter der Zylinderscheiben genutzt, um die Magnetisierung der Gesteinsformationen in der Outokumpu-Formation durch numerische Simulationen zu berechnen. Anhand der Suszeptibilitätsdaten und der gemessenen magnetischen Flussdichten in dem Bereich von 1300 m bis 1440 m lassen sich drei stark magnetisierte Sektionen erkennen. In Abbildung 6.16 sind diese Bereiche, in denen die Gesteinsmagnetisierung berechnet wurde, grau hinterlegt. Die Teufenintervalle der drei Sektionen wurden zu A: 1328 m - 1338 m, B: 1359 m - 1371 m, C: 1403 m - 1425 m bestimmt. In diesen Bereichen werden elliptische Zylinderscheiben als Quelle der magnetischen Anomalie angenommen, welche zentral von der Bohrung durchdrungen werden. Das Bohrloch wird durch einen Zylinder simuliert, dessen Durchmesser dem gemittelten gemessenen Kaliber in diesen Abschnitten entspricht. Die Neigung und die Deklination der Bohrung folgen aus den Neigungsinformationen der Sonde, welche mit Hilfe der Faserkreisel berechnet wurden. Zur Auswertung der Simulationen wird die berechnete magnetische Flussdichte \vec{B}^{sim} entlang eines Profils im Mittelpunkt der Bohrung bestimmt. In Abbildung 6.17 ist der Aufbau der Simulationsgeometrie beispielhaft für die erste Sektion A gezeigt. In dieser werden die magnetischen Anomalien durch zwei elliptische Zylinderscheiben simuliert (siehe Abschnitt 6.2.2.1). Der Raum, in dem die Simulation berechnet wird, wird durch einen Zylinder mit einem Radius und einer Höhe von 100 m als äußere Begrenzung gebildet (schwarzer Umriss in Abb. 6.17). Auf der Oberfläche dieses Zylinders wird der Vektor des externen Feldes als konstante Randbedingung vorgegeben. Das innere Volumen des Simulationsraumes wird als unmagnetisch ($\mu_r = 1$, $\vec{M}^{rem} = (0, 0, 0)$ A/m) angenommen. Die Zylinderscheiben, welche die magnetisierten Gesteinsschichten beschreiben, befinden sich im Zentrum des Simulationsraumes.

Die freien Parameter, welche mit Hilfe der Simulation bestimmt werden sollen, lassen sich in geometrische und magnetische Eigenschaften der elliptischen Zylinderscheiben unterteilen. Die Magnetisierung der simulierten Körper setzt sich aus einem induzierten Anteil und einem remanenten Anteil zusammen. Die magnetische Flussdichte im Inneren folgt aus der Gleichung (siehe auch Abschnitt 6.2, Gleichung 6.15):

$$\vec{B}^{In} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} + \mu_0 \vec{M}_{rem} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}_{ind} + \vec{M}_{rem}). \quad (6.23)$$

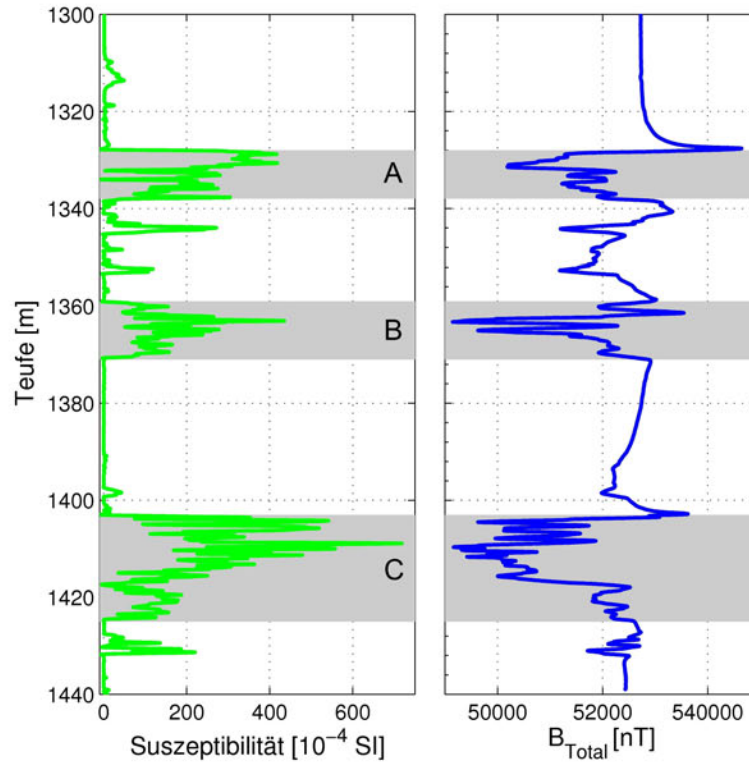


Abbildung 6.16: Ausschnitt der gemessenen Suszeptibilität und dem Betrag der magnetischen Flussdichte in der Outokumpu-Formation zwischen 1300 m und 1440 m. Grau eingefärbt: Sektionen in denen die Gesteinsmagnetisierung berechnet wurde, A: 1328 m - 1338 m, B: 1359 m - 1371 m, C: 1403 m - 1425 m.

Die Suszeptibilität χ im Inneren der Zylinderscheiben wurde als parallel zur Zylinderoberfläche geschichtet angenommen. Die Werte stammen aus der Suszeptibilitätsmessung in der Bohrung. Somit bleibt als einziger freier Parameter der magnetischen Eigenschaften der Vektor der remanenten Magnetisierung. Diese wird analog zu der Suszeptibilität als geschichtet angenommen und durch gezieltes Probieren bestimmt. Außerhalb der Zylinderscheiben wird das Material als unmagnetisch angenommen, sodass sich hier die magnetische Flussdichte zu:

$$\vec{B}^{Ext} = \mu_0 \vec{H} \quad (6.24)$$

ergibt. Das magnetische Feld \vec{H} setzt sich dabei aus der magnetischen Anomalie \vec{H}^{Ano} aufgrund der Zylinderscheiben und dem homogenen Hintergrundfeld \vec{H}^{Hin} zusammen. Letzteres wird für jede Sektion aus den gemessenen Flussdichten bestimmt und in der Simulation als konstante Randbedingung verwendet.

In Abbildung 6.18 ist für die Sektion A beispielhaft ein Schnitt entlang der Ost-West-Achse gezeigt. Dargestellt ist die Geometrie der Zylinderscheiben und farbkodiert die für die Simulation verwendete Suszeptibilität.

Jede Sektion setzt sich also aus mehreren Zylinderscheiben zusammen, welche wiederum aus unterschiedlich magnetisierten Schichten bestehen. Die geometrischen Para-

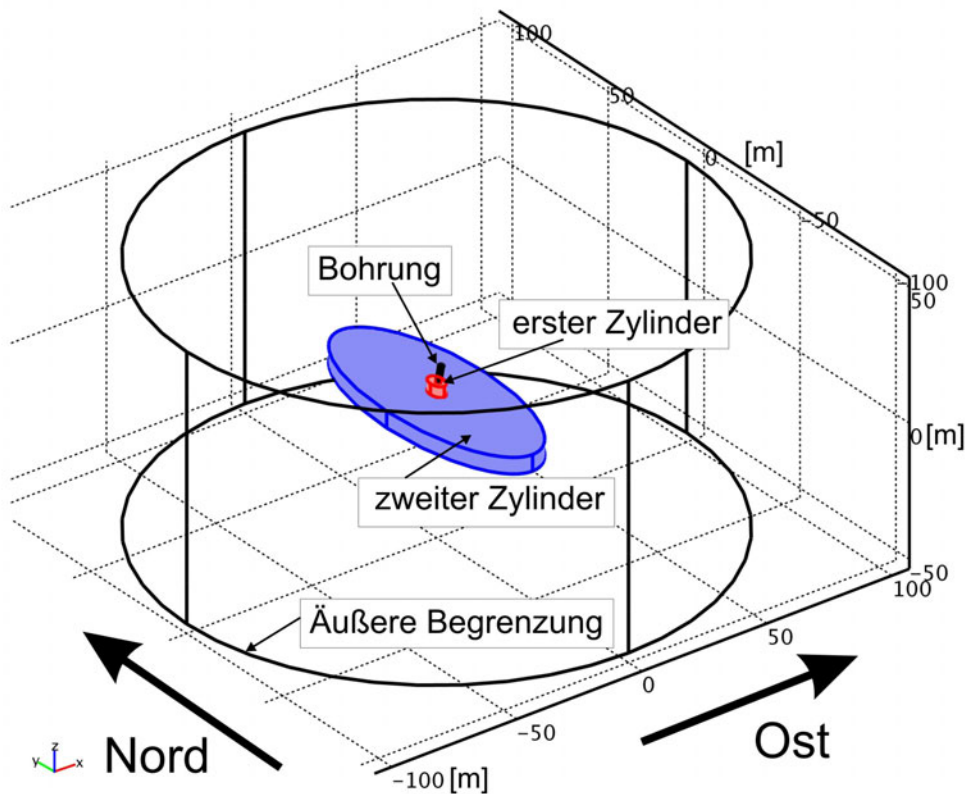


Abbildung 6.17: Räumliche Darstellung des Simulationsaufbaus am Beispiel der ersten magnetisierten Sektion A. Blau und rot eingefärbt sind die beiden simulierten Störkörper. Der äußerer Zylinder (schwarzer Umriss) begrenzt den Simulationsraum.

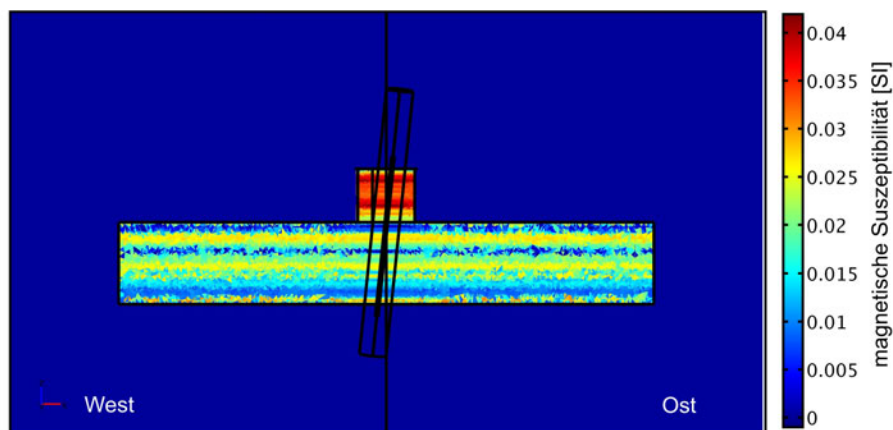


Abbildung 6.18: Schnitt durch die Zylinderscheiben der Sektion A. Farbkodiert: verwendete Suszeptibilität des Gesteins, bestimmt aus Bohrlochmessungen. Die Artefakte geben die Größe der verwendeten finiten Elemente der numerischen Simulation wieder.

meter Mächtigkeit D , Halbachsen A und B , Streichrichtung φ werden für jede Zylinderscheibe einzeln bestimmt und sind für alle Schichten innerhalb einer Zylinderscheibe gleich. Wenn eine Neigung der Zylinderscheiben (Inklination θ_Z und Deklination φ_Z) aus dem gemessenen Daten abgeleitet wird, wird diese für alle Zylinderscheiben in dieser Sektion gleich gewählt. Somit wird vermieden, dass sich zwei Zylinderscheiben schneiden. Dabei wird angenommen, dass die Neigung innerhalb der einzelnen Sektionen auf Grund der geringen Mächtigkeit von maximal 22 m (Sektion C) konstant ist.

Die geometrischen Parameter der Zylinderscheiben werden in Kombination mit der remanenten Magnetisierung für jede Sektion so angepasst, dass die Differenz zwischen der gemessenen und der simulierten magnetischen Flussdichte minimiert wird.

6.2.2.1 Sektion A

Der erste wichtige Schritt bei der Erstellung der Modellgeometrie ist die Anzahl der elliptischen Zylinderscheiben zu ermitteln, aus denen sich die Sektion (1328 m - 1338 m) zusammensetzt. Da diese Zylinderscheiben Bereichen ähnlicher mineralogischer Zusammensetzung entsprechen sollen, wird hierzu die Suszeptibilität verwendet. In Abbildung 6.19 ist die Suszeptibilität im Bereich der ersten Sektion aufgetragen. Die Dicke der Zylinderscheiben wurde zu $\Delta T_1 = 4$ m und $\Delta T_2 = 6.1$ m bestimmt. Die Mittelwerte der Suszeptibilität in diesen Schichten ergibt sich zu $\bar{\chi}_1 = 324 \cdot 10^{-4}$ SI, bzw. $\bar{\chi}_2 = 169 \cdot 10^{-4}$ SI (schwarze Linien in Abb. 6.19).

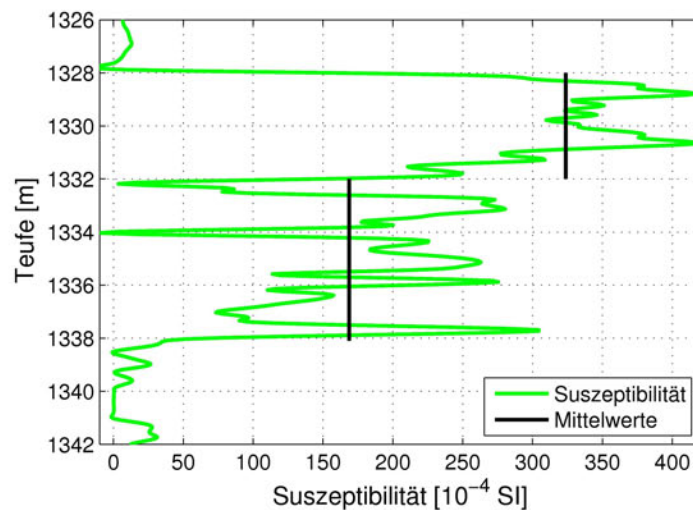


Abbildung 6.19: Suszeptibilität im Bereich der Sektion A in der Outokumpu-Formation. Die schwarze Linien geben die Mittelwerte der Suszeptibilität ($\bar{\chi}_1 = 324 \cdot 10^{-4}$ SI, $\bar{\chi}_2 = 169 \cdot 10^{-4}$ SI) und die Ausdehnung ($\Delta T_1 = 4$ m, $\Delta T_2 = 6.1$ m) der zwei verwendeten Zylinderscheiben an.

Zwei weitere Parameter können direkt aus Messungen im Bohrloch bestimmt werden. Der Innenradius folgt aus Kaliber-Messungen. Da wie in Abschnitt 6.2.1.1 gezeigt der Einfluss des Innenradius auf die magnetischen Anomalie nur gering ausfällt, wird hier der Mittelwert der Kaliber-Messung von $r_1 = 0.11$ m in diesem Teufenbereich verwen-

det. Weitere Größen sind die Inklination und Deklination der Bohrung. Diese folgen aus den Faserkreiseldata zu $I_B = 8.2^\circ$, bzw. $D_B = 45^\circ$. Als nächstes müssen die drei Komponenten des regionalen Hintergrundfeldes bestimmt werden, um damit den induzierten Teil der Magnetisierung korrekt berechnen zu können. Dazu wird die magnetische Flussdichte in den Bereichen kleiner Suszeptibilität über und unter der Sektion verwendet. Im Idealfall sollte, im hinreichend großen Abstand zur magnetisierten Sektion, die gemessene Flussdichte gegen einen konstanten Grenzwert laufen, der über und unter der Sektion gleich ist. Wenn die betrachteten Bereiche durch magnetische Anomalien anderer, in der Nähe liegender Körper beeinflusst werden, ist dies nicht mehr erfüllt. Für die Sektion A unterscheiden sich zum Beispiel die Grenzwerte in der Nordkomponente um rund 1000 nT (siehe Abb. 6.21b). In solchen Fällen ist die Wahl des Hintergrundfeldes nicht mehr eindeutig. Im vorliegenden Fall wird das Hintergrundfeld der Nordkomponente aus dem magnetische Feld um 1320 m bestimmt, da dieser Bereich außerhalb der Outokumpu-Formation liegt, und damit die Wahrscheinlichkeit einer Beeinflussung durch direkt benachbarte Störkörper kleiner ist. Für die anderen beiden Komponenten gelten analoge Überlegungen. Das Hintergrundfeld wird zu $\vec{B}^{Hin} = (13490, 2260, 50800)$ nT bestimmt, das Totalfeld ergibt sich daraus zu $B_T^{Hin} = 52609$ nT.

Die Halbachsen A und B und die Streichrichtung der elliptischen Zylinderschicht werden nun durch gezieltes Probieren ermittelt. Hierbei wird ausgenutzt, dass die z -Komponente der magnetischen Anomalie für eine remanente Magnetisierung unabhängig von der Streichrichtung ist (siehe Abschnitt 6.2.1.5) und nur mit den Halbachsen A und B variiert. Dies ermöglicht eine erste Schätzung von A und B der beiden Zylinder. Der steile Anstieg der Komponente $B_{Vertikal}$ (Abb. 6.21d) über der Sektion ($z < 1328\text{m}$) deutet auf eine kleine Ausdehnung des ersten Zylinders hin. Im unteren Außenbereich ($z=1338\text{ m} - 1360\text{ m}$) ist diese Analyse nicht ohne weiteres möglich, da hier das Signal durch das Feld eines weiteren magnetisierten Objektes in der Nähe der Bohrung dominiert wird. Dies erkennt man in Abbildung 6.21b an den starken Amplituden der B_{Nord} -Komponente von ca. 1000 nT im Bereich von 1338 m bis 1343 m. Hier ist die Suszeptibilität χ kleiner als $0.5 \cdot 10^{-4}$ [SI], so dass nur eine geringe magnetische Anomalie, wie die in der B_{Ost} - und der $B_{Vertikal}$ -Komponente, zu erwarten wäre.

Der Verlauf dieser Anomalien deutet auf eine mittlere Ausdehnung des unteren Zylinders hin, da die für kleinen Halbachsen charakteristischen scharfen Vorzeichenwechsel (siehe auch Abschnitt 6.2.1.2) in der Anomalie nicht zu erkennen sind. Die Streichrichtung θ (in Grad, Winkel zwischen großer Halbachse und Nordrichtung) des ersten Zylinders lässt sich aus dem Vergleich der simulierten und der gemessenen Anomalie in der Nord- und Ostkomponente bestimmen. Außerdem zeigen die gemessenen Flussdichten keinen Hinweis auf eine Neigung der Schichten gegen die Horizontale ($\theta_{Sch} = 0^\circ$). Dies wird auch durch eine zusätzliche Auswertung von Televiwer-Daten in diesem Bereich bestätigt (siehe Abschnitt A.7). Der somit nicht definierte Azimut der Einfallsrichtung wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit auf $\varphi_{Sch} = 0^\circ$ gesetzt. Die geometrischen Parameter sind in Tabelle 6.3 aufgetragen.

Die remanente Magnetisierung innerhalb der Zylinderscheiben wurde auf einigen Stützstellen durch gezieltes Probieren definiert. Hierbei wurde die Anzahl der Stützstellen so gering wie möglich gehalten. Die Zwischenbereiche wurden durch lineare Interpolation bestimmt. Als Zielfunktion für die Bestimmung der Magnetisierung wurde die Differenz zwischen den gemessenen und den simulierten magnetischen Flussdichten ver-

	D [m]	A [m]	B [m]	φ [°]	φ_{Sch} [°]	θ_{Sch} [°]
1. Zylinder	4	2.2	4	-10	0	0
2. Zylinder	6.1	20	50	0	0	0

Tabelle 6.3: Geometrische Parameter der elliptischen Zylinderscheiben der Sektion A. Zweite Spalte: Mächtigkeit D , dritte Spalte: kleine Halbachse A , vierte Spalte: große Halbachse B , fünfte Spalte: Streichrichtung φ zw. Nord und B , sechste Spalte: Einfallrichtung φ_{Sch} für geneigte Zyl. gegen Nord, siebte Spalte: Schichtneigung θ_{Sch} gegen die Horizontale.

wendet. Die mit der Simulation bestimmte remanente Magnetisierung ist in Abbildung 6.20 zusammen mit der Gesamtmagnetisierung und der induzierten Magnetisierung aufgetragen (a), sowie dem damit berechnetem Königsberger-Faktor $Q = M^{rem}/M^{ind}$ (b). Außerdem sind in dieser Abbildung noch die Deklination (c) und die Inklination (d) der remanenten Magnetisierung abgebildet.

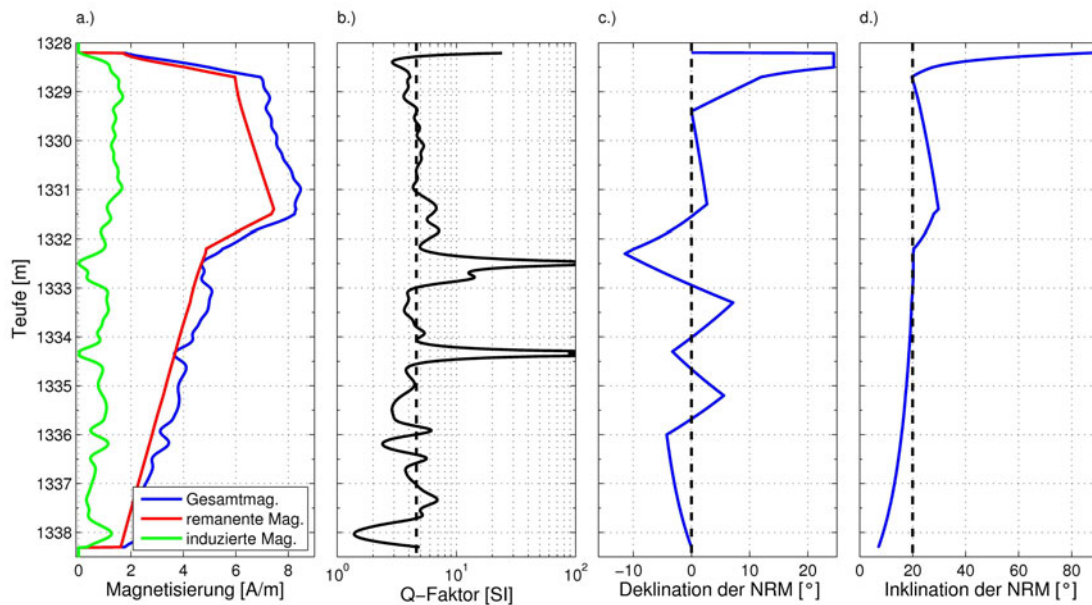


Abbildung 6.20: Vergleich der induzierten, der remanenten und der Gesamtmagnetisierung (a) der Sektion A, berechnet durch numerische Simulation. b): Königsberger-Faktor (Q-Faktor) mit Median von $Q_{Med} = 4.6$ [SI] (schwarz gestrichelt) in logarithmischer Skalierung. c) und d): Deklination und Inklination der remanenten Magnetisierung mit Median von $Dek_{Med} = 0^\circ$ und $Ink_{Med} = 20^\circ$.

Es zeigt sich eine stärkere remanente Magnetisierung in der oberen Hälfte und eine stetige Abnahme in der unteren. Der Königsberger-Faktor ist aber in beiden Bereichen sehr ähnlich, was auf eine vergleichbare mineralogische Zusammensetzung hindeutet. Aus der geringen Streuung der Richtung der remanenten Magnetisierung kann die These abgeleitet werden, dass diese Sektion nach Aufprägung der Magnetisierung nur wenig tektonisch deformiert worden ist.

In Abbildung 6.21 sind die gemessene und die simulierte magnetische Flussdichte, so

wie die verwendete Suszeptibilität aufgetragen.

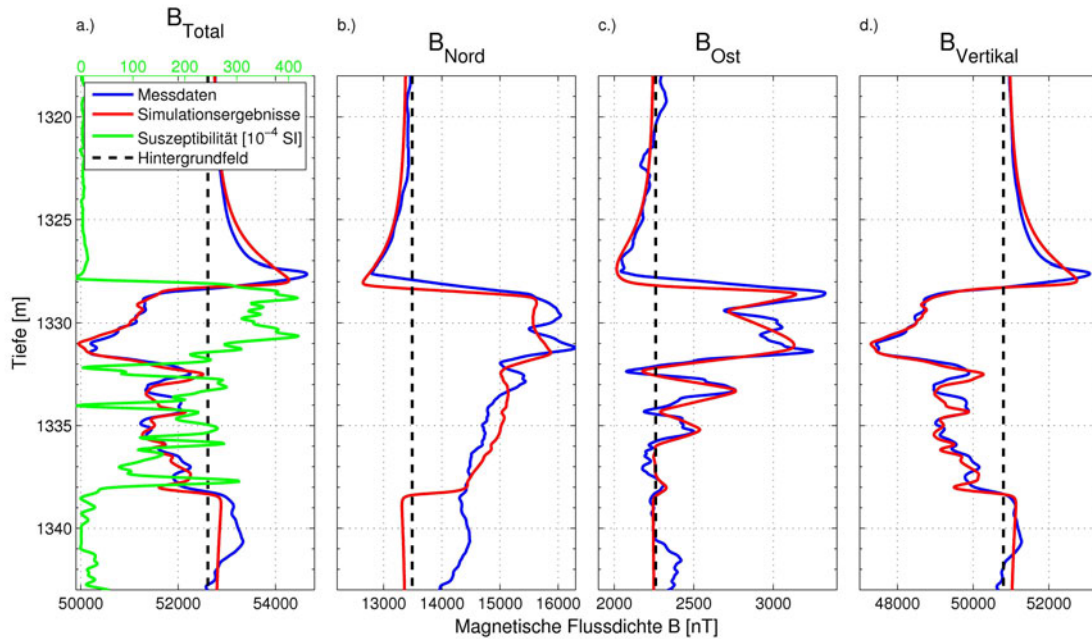


Abbildung 6.21: Vergleich der gemessenen (blau) mit den simulierten (rot) magnetischen Flussdichten für das beste Modell, Sektion A. Die magnetische Suszeptibilität ist in grün und das Hintergrundfeld ($\vec{B}^{Hin} = (13490, 2260, 50800)$ nT, $B_T^{Hin} = 52609$ nT) ist schwarz gestrichelt dargestellt.

Eine Abschätzung über die Qualität der Anpassung ist mit Abbildung 6.22 möglich. Hier sind die Differenzen zwischen den Simulationsergebnissen und den gemessenen Daten aufgetragen. Um die qualitativen Unterschiede gegenüber den kleinskaligen Variationen (< 1 m) hervorzuheben, wurden die Messdaten mit einem gleitenden Mittelwert von 2 m Fensterbreite gefiltert.

Die Mittelwerte ($\overline{\Delta B}$) und Standardabweichungen ($\sigma_{\Delta B}$) der Differenzen sind in Tabelle 6.4 aufgelistet.

Komponente	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] über der Sektion A	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] in der Sektion A	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] unter der Sektion A
Nord	90 ± 96	61 ± 271	895 ± 214
Ost	37 ± 54	9 ± 97	51 ± 57
Vertikal	-76 ± 78	47 ± 124	-46 ± 162

Tabelle 6.4: Mittelwerte und Standardabweichungen der drei Komponenten der magnetischen Flussdichte über, in und unter der Sektion A.

Die Anpassung der Ost- und Vertikalkomponente gelingt in dem gesamten Teufenbereich gut. Sie ist überwiegend besser als ± 200 nT. Die Nordkomponente weist größere Abweichungen auf. Besonders unterhalb der Sektion A (1338 m - 1343 m) wächst die Differenz auf bis zu 1100 nT an. Dies ist sehr wahrscheinlich auf einen weiteren magnetischen Störkörper zurückzuführen, der abseits der Bohrung liegt, und somit keine

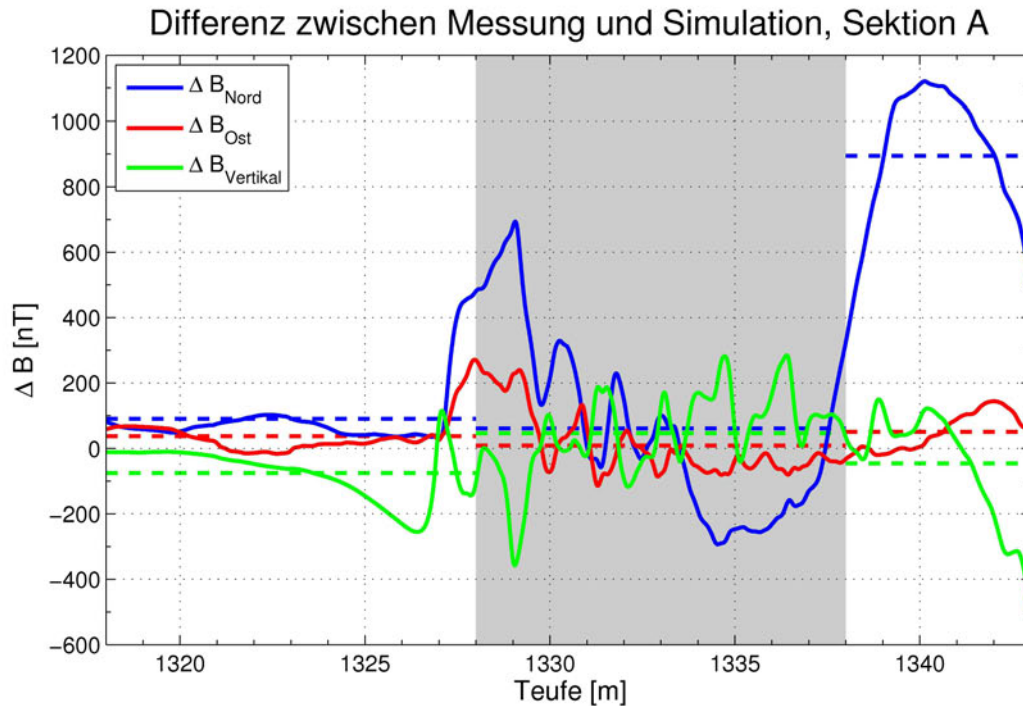


Abbildung 6.22: Differenzen zwischen den gemessenen und den simulierten magnetischen Flussdichten für die einzelnen Komponenten, Sektion A. Grau: Teufenbereich, in dem die magnetisierten Zylinderscheiben liegen. Gestrichelt: Mittelwerte der Differenzen über, in und unter der Sektion.

Änderung der Suszeptibilität in diesem Teufenbereich hervorruft. Eine ausführliche Interpretation der Simulationsergebnisse wird im nächsten Kapitel durchgeführt.

Um den Auswirkung der Variation der einzelnen Simulationsparameter einzuschätzen, werden im Anhang A.5 die simulierten Flussdichten für unterschiedliche Parametersätze gezeigt. Damit ist eine Einschätzung der Eindeutigkeit des hier verwendeten Modells möglich.

6.2.2.2 Sektion B

Bei der magnetisierten Sektion B (1359 m - 1371 m) wird nach dem gleichen Verfahren wie bei der ersten Sektion zunächst die Anzahl und die Dicke der Zylinder aus den Suszeptibilitätsdaten bestimmt. Es wurden drei unterschiedliche Schichten identifiziert, mit den Dicken $\Delta T_1 = 2.5$ m, $\Delta T_2 = 4.9$ m und $\Delta T_3 = 4.4$ m (siehe Abb. 6.23). Die Bestimmung des Hintergrundfeldes für diese Sektion verläuft analog zu der der Sektion A. In diesem Fall zeigt sich jedoch unterhalb der Sektion ein weniger gestörtes Feld, als über der Sektion. Das Hintergrundfeld wurde zu $\vec{B} = (14100, 2200, -50500)$ nT bestimmt, mit dem daraus resultierenden Totalfeld von $B = 52478$ nT.

Der Bohrlochradius, die Bohrlochneigung und Richtung folgen zu $r_1 = 0.12$ m, $I_B = 9.0^\circ$, bzw. $D_B = 45^\circ$. Die verbleibenden geometrischen Parameter wurden unter der Annahme einer horizontalen Schichtung durch gezieltes Probieren zusammen mit der remanenten Magnetisierung bestimmt. Wie bei Sektion A stellen hierbei die Übergangs-

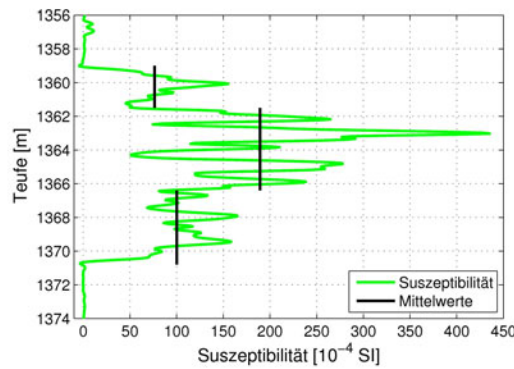


Abbildung 6.23: Suszeptibilität im Bereich der Sektion B in der Outokumpu-Formation. Die schwarze Linien geben die Mittelwerte der Suszeptibilität ($\bar{\chi}_1 = 76 \cdot 10^{-4}$ SI, $\bar{\chi}_2 = 189 \cdot 10^{-4}$ SI, $\bar{\chi}_3 = 100 \cdot 10^{-4}$ SI) und die Ausdehnung ($\Delta T_1 = 2.5$ m, $\Delta T_2 = 4.9$ m, $\Delta T_3 = 4.4$ m) der drei verwendeten Zylinderscheiben an.

bereiche die wesentliche Informationsquelle dar. Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abbildung 6.24 durch die türkise Kurve dargestellt.

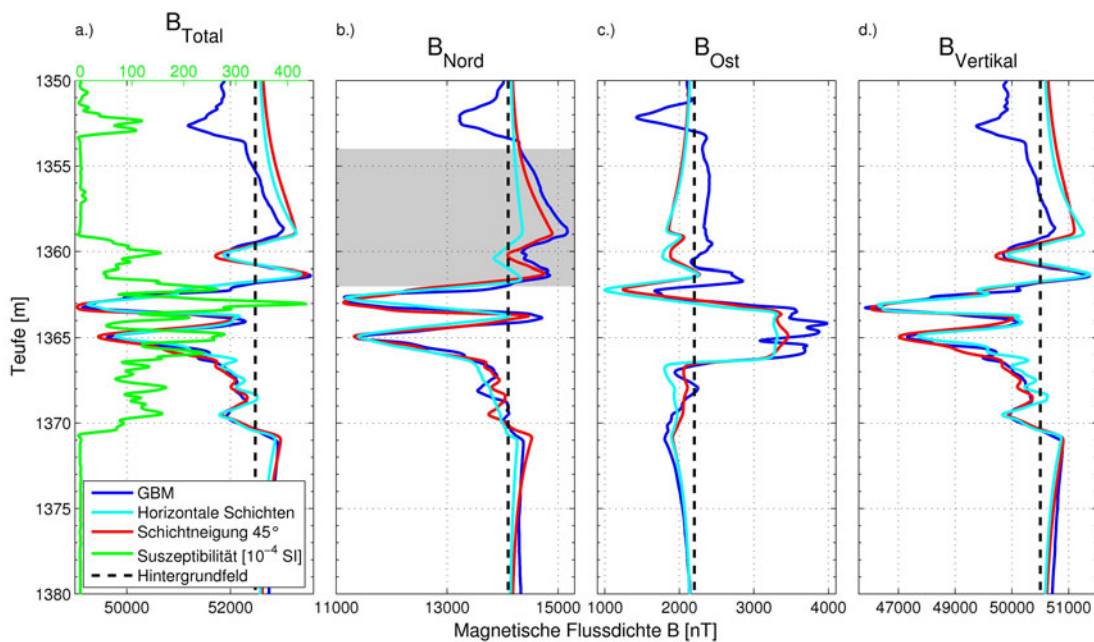


Abbildung 6.24: Vergleich der gemessenen (blau) mit den simulierten magnetischen Flussdichten, Sektion B. Magnetische Suszeptibilität in grün. Türkis: Simulationsergebnisse für horizontale Zylinderscheiben, Rot: Simulationsergebnisse für geneigte Zylinderscheiben. Grau: Bereich mit signifikantem Unterschied der Daten zwischen geneigten und ungeneigten Zylinderscheiben.

Die Nord- und die Vertikalkomponente zeigen in dem Teufenbereich 1362 m - 1380 m eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Die Ostkomponente weist eine größere Differenz zu den Messdaten auf, die in dem Bereich 1353 m - 1368 m einen

fast konstanten Versatz darstellt. Dies lässt als Ursache eine langwellige Anomalie (Wellenlänge > 30 m) im lokalen Hintergrundfeld vermuten, die durch die hier verwendete Annahme eines konstanten regionalen Hintergrundfeldes nicht erfasst wurde. Diese Variation des Hintergrundfeldes könnte auch die konstante Differenz der Vertikalkomponente im Bereich von 1350 m bis 1360 m erklären.

In der Nordkomponente ist die Differenz zwischen den gemessenen und den simulierten Daten oberhalb der Sektion B nicht konstant, sondern nimmt von 1350 m bis 1359 m um ca. 1000 nT zu. Dieser Bereich ist in Abbildung 6.24 grau hervorgehoben. Außerdem stimmen hier die Grenzwerte des gemessenen Magnetfeldes bei 1350 m und 1380 m sehr viel besser überein, als für die Ost- und Nordkomponente. Dies weist darauf hin, dass das Hintergrundfeld für diese Komponente keine langwellige Störung aufweist.

Damit bleibt als Ursache für die Abweichung der Nordkomponente im grau hinterlegten Bereich nur ein Fehler in dem verwendeten Modell. Eine Erklärung wäre eine Inklination der gesamten Sektion gegen die Vertikale. Um diese Hypothese zu untersuchen wurden weitere Simulationen durchgeführt. Da nur die Nordkomponente ein anormales Verhalten aufweist, wurde die Deklination (φ_{Sch}) der Neigung der Sektion zu 0° gewählt; die Drehachse der Neigung liegt also auf der West-Ost-Achse. Die Inklination θ_{Sch} wurde zu 45° bestimmt (einfallende Sektion von Nord nach Süd). Aufgrund der Neigung der Schicht ergeben sich geringere reale Dicken der Zylinderscheiben, da die Suszeptibilität entlang der Bohrung gemessen wurden, welche nun stärker gegen die Flächennormale geneigt ist. Die restlichen geometrischen Parameter wurden aus dem ersten Modell übernommen. Die remanente Magnetisierung musste aufgrund der Neigung neu angepasst werden.

Die geometrischen Simulationsparameter, welche für die Simulation der geneigten Sektion verwendet wurden, folgen zu:

	D [m]	A [m]	B [m]	φ [°]	φ_{Sch} [°]	θ_{Sch} [°]
1. Zylinder	1.8	3	5	0	0	45
2. Zylinder	3.5	4	9	0	0	45
3. Zylinder	3.1	10	40	0	0	45

Tabelle 6.5: Geometrische Parameter der elliptischen Zylinderscheiben der Sektion B. Zweite Spalte: Mächtigkeit D , dritte Spalte: kleine Halbachse A , vierte Spalte: große Halbachse B , fünfte Spalte: Streichrichtung φ zw. Nord und B , sechste Spalte: Einfallsrichtung φ_{Sch} für geneigte Zyl. gegen Nord, siebte Spalte: Schichtneigung θ_{Sch} gegen die Horizontale.

Eine Analyse der Abhängigkeit der Simulationsergebnissen von der Sektionsinklination wird im Anhang A.5 in Abbildung A.17 durchgeführt. Aufgrund der geringen Unterschiede in der magnetischen Anomalie mit variierender Inklination kann diese nur mit einer Unsicherheit von $\pm 10^\circ$ angegeben werden. Ein Vergleich mit Neigungsinformationen aus den TelevIEWER-Daten (Anhang A.7, Abb. A.22) ist in dieser Sektion nicht möglich, da die hier gefundenen Strukturen nur Risse im Gestein, aber keine Schichtgrenzen darstellen.

Um die Unterschiede der Simulationsergebnisse für die geneigte Sektion zu den gemessenen Daten hervorzuheben, sind in Abbildung 6.25 die geglätteten Differenzen (Fensterbreite 2 m) aufgetragen. Die Differenz der Nordkomponente für eine horizontale Sek-

tion aus dem ersten Modell ist zum Vergleich schwarz gestrichelt eingezeichnet. Der graue Bereich zeigt die Ausmaße der magnetisierten Zylinderscheiben.

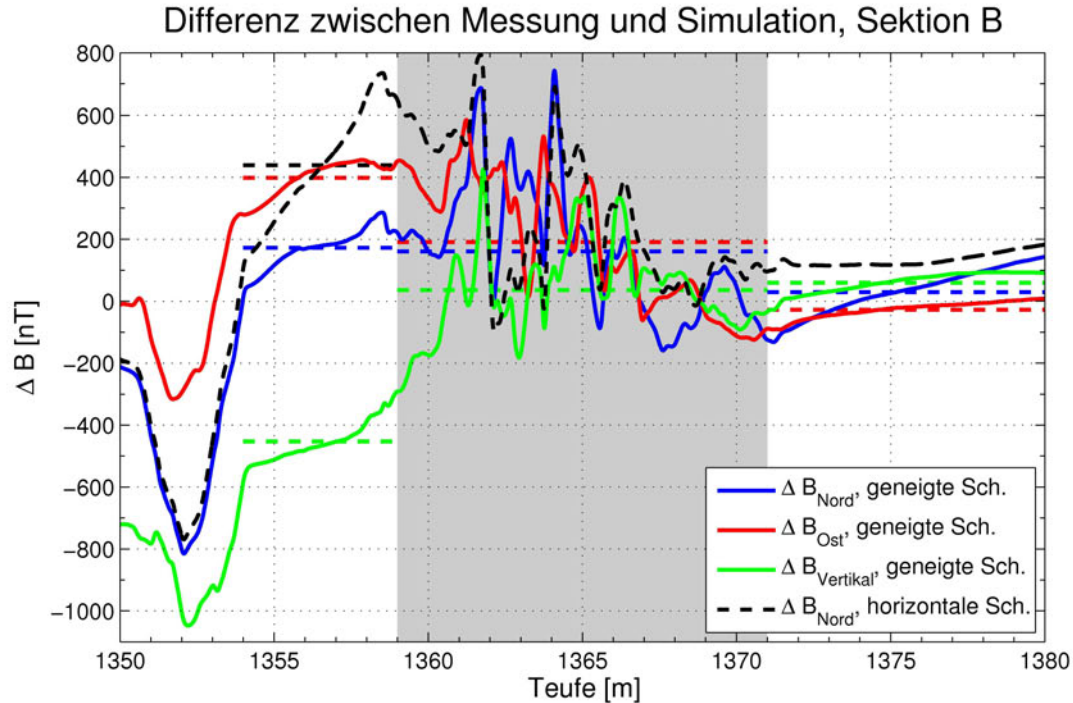


Abbildung 6.25: Differenzen zwischen den gemessenen und den simulierten magnetischen Flussdichten für die einzelnen Komponenten, Sektion B. Grau: Teufenbereich, in dem die magnetisierten Zylinderscheiben liegen. Gestrichelt: Mittelwerte der Differenzen über, in und unter der Sektion. Schwarz gestrichelt: Differenz der Nordkomponente für horizontale Zylinderscheiben.

Die Mittelwerte ($\overline{\Delta B}$) und Standardabweichungen ($\sigma_{\Delta B}$) der Differenzen sind in Tabelle 6.6 aufgelistet. Die Anomalie im Bereich 1350 m bis 1354 m wurde dabei nicht mitberücksichtigt, da es sich hier um eine dünne, bei der Simulation nicht mitberücksichtigte magnetisierte Schicht handelt und damit nicht direkt von der Sektion B verursacht wird. Die Anpassung der Nordkomponente durch das Modell der geneigten Sektion ist

Komponente	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] über der Sektion B	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] in der Sektion B	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] unter der Sektion B
Nord	172±64	161±209	29±74
Ost	399±56	191±205	-28±27
Vertikal	-453±65	35±145	60±34

Tabelle 6.6: Mittelwerte und Standardabweichungen der drei Komponenten der magnetischen Flussdichte über, in und unter der Sektion B.

deutlich besser, als die Anpassung mit einem horizontal geschichteten Modell. Über der Sektion ist die mittlere Differenz des geneigten Modells in der Nordkomponente 172±64

nT, während die Anpassung durch das horizontale Modell mit 439 ± 182 nT schlechter ausfällt.

Die Magnetisierung der Zylinder ist in Abbildung 6.26a dargestellt. Außerdem ist der daraus berechnete Königsberger-Faktor (b) und die Deklination (c) und Inklination (d) der remanenten Magnetisierung für diese Sektion angegeben.

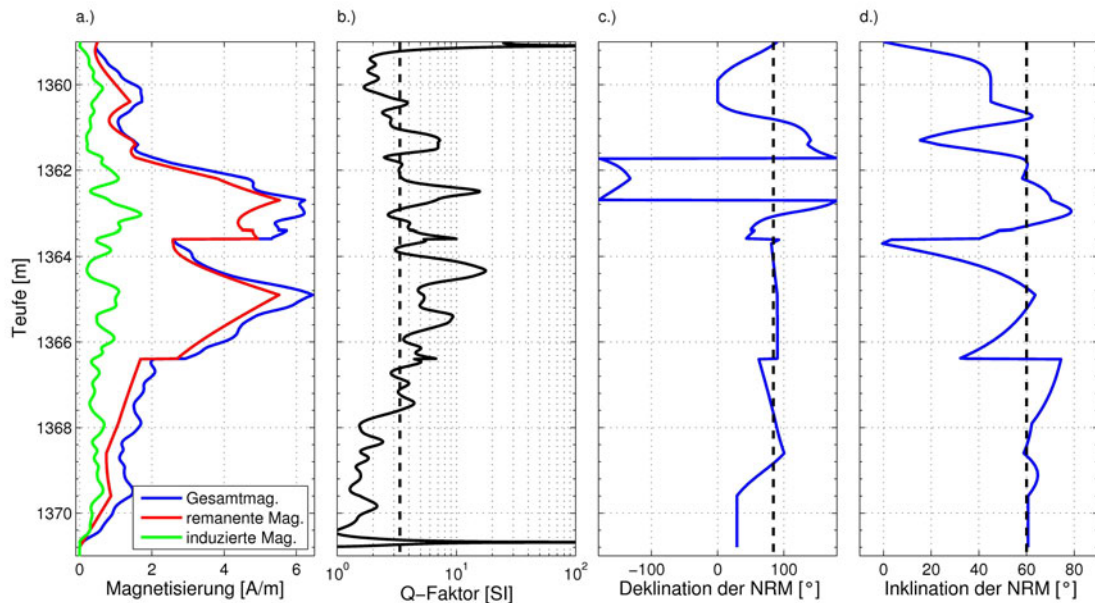


Abbildung 6.26: Vergleich der induzierten, der remanenten und der Gesamtmagnetisierung (a) der Sektion B, berechnet durch numerische Simulation. b): Königsberger-Faktor (Q-Faktor) mit Median von $Q_{Med} = 3.4$ [SI] (schwarz gestrichelt) in logarithmischer Skalierung. c) und d): Deklination und Inklination der remanenten Magnetisierung mit Median von $Dek_M = 84^\circ$ und $Ink_{Med} = 60^\circ$.

Der obere Bereich (1359 m - 1361.5 m) und der untere Bereich (1366.4 m - 1370.8 m) der Sektion B weisen eine geringe Magnetisierung von $\bar{M}_1 = 1.3$ A/m, bzw. $\bar{M}_3 = 1.6$ A/m auf, zu der die induzierte Magnetisierung deutlich beiträgt ($\bar{Q}_1 = 3$, $\bar{Q}_3 = 2$). Der mittlere Bereich (1361.5 m - 1366.4 m) ist stärker magnetisiert ($\bar{M}_1 = 4.3$ A/m) und durch remanente Magnetisierung dominiert ($\bar{Q}_2 = 5.3$).

Aus der starken Variation der Deklination der remanenten Magnetisierung in dem Teufenbereich von 1359 m bis 1364 m um rund 220° , sowie der Änderung der Inklination in der gesamten Sektion, kann eine starke tektonische Beanspruchung und Deformation des Gesteins geschlossen werden. Dies passt auch zu der vermuteten Neigung der Sektion und der vermehrten Rissbildung, welche aus den Televiever-Daten (Anhang A.7) folgt.

6.2.2.3 Sektion C

Die Verarbeitung der dritten Sektion (1403 m - 1424 m) folgt analog zu den ersten beiden Sektionen. Für die Simulation wurde aus den Suszeptibilitätsdaten die Anzahl der Zylinder zu vier bestimmt; die Dicken ergeben sich zu $\Delta T_1 = 4.1$ m, $\Delta T_2 = 4.9$ m, $\Delta T_3 = 5$ m und $\Delta T_4 = 7$ m (siehe Abbildung 6.27). Der Bohrlochradius, die Bohrlochneigung und

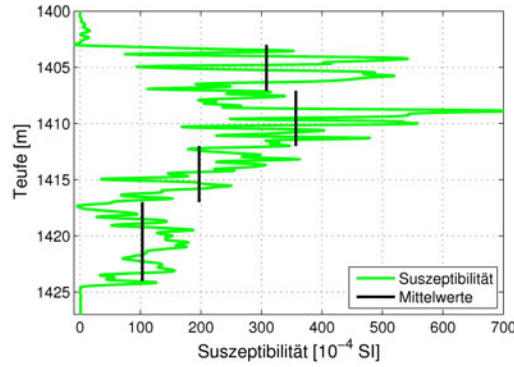


Abbildung 6.27: Suszeptibilität im Bereich der Sektion C in der Outokumpu-Formation. Schwarze Linien geben die Mittelwerte der Suszeptibilität ($\bar{\chi}_1 = 309 \cdot 10^{-4}$ SI, $\bar{\chi}_2 = 357 \cdot 10^{-4}$ SI, $\bar{\chi}_3 = 197 \cdot 10^{-4}$ SI, $\bar{\chi}_4 = 103 \cdot 10^{-4}$ SI) und die Ausdehnung ($\Delta T_1 = 4.1$ m, $\Delta T_2 = 4.9$ m, $\Delta T_3 = 5$ m, $\Delta T_4 = 7$ m) der vier verwendeten Zylinder an.

Richtung folgen zu $r_1 = 0.13$ m, $I_B = 9.0^\circ$, bzw. $D_B = 45^\circ$.

Um die remanente Magnetisierung der Zylinder zu bestimmen, wurde das Modell durch gezielte Variationen der Parameter verbessert. Ein Vergleich der gemessenen und der simulierten magnetischen Flussdichte im Zentrum der Bohrung ist in Abbildung 6.28 zu sehen. Zusätzlich sind die Differenzen der einzelnen Komponenten mit den jeweiligen

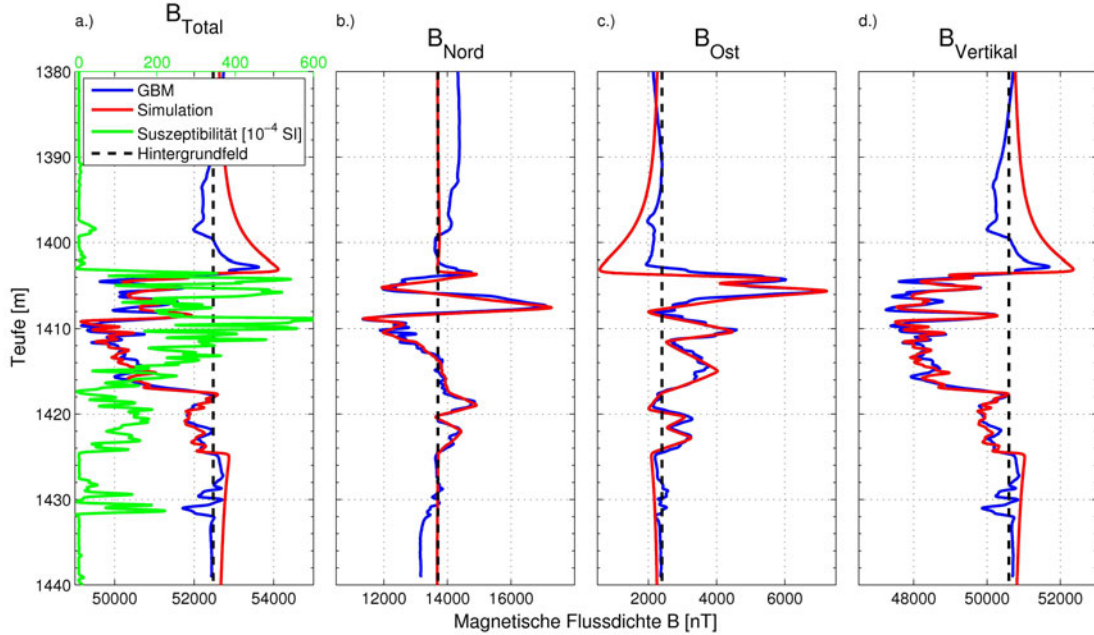


Abbildung 6.28: Vergleich der gemessenen (blau) mit den simulierten magnetischen Flussdichten, Sektion C. Magnetische Suszeptibilität in grün. Rot: Simulationsergebnisse für horizontale Zylinder, Türkis: Simulationsergebnisse für geneigte Zylinder.

Mittelwerten in Abbildung 6.29 gezeigt.

Die Mittelwerte ($\overline{\Delta B}$) und Standardabweichungen ($\sigma_{\Delta B}$) der Differenzen sind in Ta-

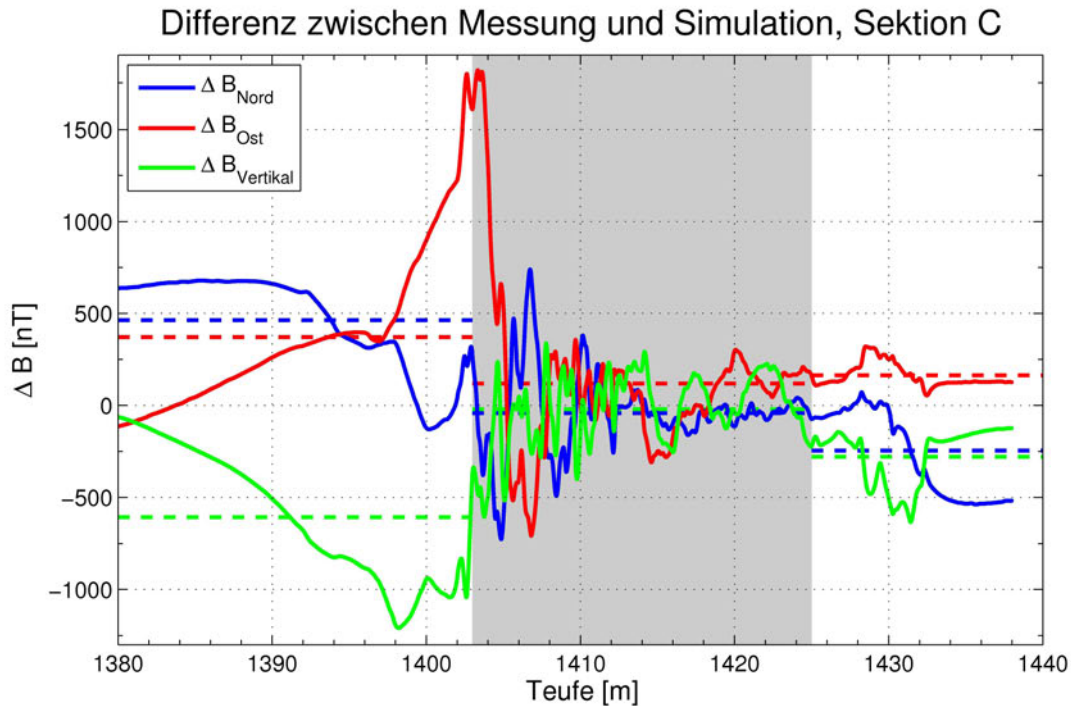


Abbildung 6.29: Differenzen zwischen den gemessenen und den simulierten magnetischen Flussdichten für die einzelnen Komponenten, Sektion C. Grau: Teufenbereich, in dem die magnetisierten Zylinderscheiben liegen. Gestrichelt: Mittelwerte der Differenzen über, in und unter der Sektion.

belle 6.7 aufgelistet.

Komponente	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] über der Sektion C	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] in der Sektion C	$\overline{\Delta B} \pm \sigma_{\Delta B}$ [nT] unter der Sektion C
Nord	464±258	-41±219	-245±228
Ost	372±410	119±435	163±65
Vertikal	-608±351	-21±193	-279±153

Tabelle 6.7: Mittelwerte und Standardabweichungen der drei Komponenten der magnetischen Flussdichte über, in und unter der Sektion C.

Das Modell erklärt die Daten im Inneren der Zylinder ($1403 \text{ m} < z < 1425 \text{ m}$) mit einer mittleren Abweichung von 84 nT (dritte Spalte in Tabelle 6.7) sehr gut. Die hohe Variation der Differenz in diesem Bereich ($\pm 266 \text{ nT}$) ist auf das einfache Modell der gewählten Magnetisierungen zurückzuführen. Es wurde nicht versucht, jedes Detail der gemessenen Daten nachzubilden, sondern nur den qualitativen Verlauf zu rekonstruieren.

Oberhalb der Sektion C ist die Anpassung mit einer mittleren Differenz von $481 \pm 340 \text{ nT}$ (zweite Spalte in Tabelle 6.7) nicht sehr gut. Auch unterhalb ist sie mit $229 \pm 148 \text{ nT}$ schlechter, als in der Sektion. Dies kann durch ein stark gestörtes Hintergrundfeld bedingt sein. Vergleicht man zum Beispiel die gemessene Flussdichten in der Nordkomponente (Abb. 6.28 b) an zwei Punkten mit geringer Suszeptibilität (Teufe 1380 m und 1440 m)

über und unter der magnetisierten Sektion, so fällt auf, dass zwischen diesen ein Versatz im Hintergrundfeld von 1160 nT vorliegt. Einen weiteren Hinweis auf Störungen bietet der Bereich 1390 m bis 1400 m in der Vertikalkomponente (Abb.6.28 d). Die niedrigen Werte in diesem Intervall deuten auf eine magnetisierte Gesteinsinformation in direkter Nachbarschaft zu der Bohrung hin (siehe auch Abschnitt 6.2 Abb. 6.7). Da somit gerade die für die Interpretation wichtigen Übergangsbereiche gestört sind, können nicht alle Parameter eindeutig bestimmt werden. Gerade hinsichtlich der Neigung der Schichten ist keine eindeutige Aussage möglich. Leider liegen für diesen Bereich auch keine auswertbaren Televiever-Daten vor (siehe Anhang A.7). Aus diesem Grund wird in dieser Sektion das Standardmodell der horizontal geschichteten Zylinder verwendet.

Tabelle 6.8 enthält die geometrischen Parameter, welche für die Simulation der Sektion verwendet wurden.

	D [m]	A [m]	B [m]	φ [°]	φ_{Sch} [°]	θ_{Sch} [°]
1. Zylinder	4.1	6	7	0	0	0
2. Zylinder	4.9	14	20	0	0	0
3. Zylinder	5	55	60	0	0	0
4. Zylinder	7	55	60	0	0	0

Tabelle 6.8: Geometrische Parameter der elliptischen Zylinderscheiben der Sektion C. Zweite Spalte: Mächtigkeit D , dritte Spalte: kleine Halbachse A , vierte Spalte: große Halbachse B , fünfte Spalte: Streichrichtung φ zw. Nord und B , sechste Spalte: Einfallrichtung φ_{Sch} für geneigte Zyl. gegen Nord, siebte Spalte: Schichtneigung θ_{Sch} gegen die Horizontale.

Aus der remanenten Magnetisierung und der Gesamtmagnetisierung innerhalb der elliptischen Zylinder kann die induzierte Magnetisierung und damit der Königsberger-Faktor Q berechnet werden. Diese sind in Abbildung 6.30 aufgetragen. Anhand der Magnetisierung und des Q -Faktors kann diese Sektion in drei Unterschiedliche Abschnitte unterteilt werden. Der erste Abschnitt von 1403 m bis 1408 m zeigt eine starke Magnetisierung, welche durch die remanente Magnetisierung dominiert wird. Dieser Abschnitt stimmt gut mit der aus der Suszeptibilität bestimmten ersten Schichtdicke überein. Der zweite Bereich ähnlicher Magnetisierung reicht von 1408 m bis 1411.5 m, auch dieser Bereich wurde im Wesentlichen aus der Suszeptibilität bestimmt. Gleiches gilt für den dritten und vierten Bereich (1411.5 m - 1417 m, bzw. 1417 m - 1424 m). Insgesamt nimmt die Magnetisierung der Bereiche von oben nach unten ab.

Die Variation der Richtung der remanenten Magnetisierung von 0 ° bis 150 ° Deklination und -50 ° bis -10 ° Inklinaton weist, wie in Sektion B, auf eine Deformation des Gesteins nach Aufprägung der Magnetisierung hin.

6.2.3 Abschätzung der Genauigkeit der berechneten Magnetisierung

Die Berechnung der Genauigkeit der Bestimmung der Magnetisierung aus der numerischen Simulation ist aufgrund der vielen per Hand anzupassenden Parameter schwierig. Für eine Abschätzung der Fehler wird deshalb die Reproduzierbarkeit der Messung der magnetischen Flussdichte herangezogen. Diese beträgt (siehe Abschnitt 5.6.2) $\sigma_{B_{Nord}} = 195$ nT, $\sigma_{B_{Ost}} = 181$ nT und $\sigma_{B_{Vertikal}} = 51$ nT. Des Weiteren wird angenommen, dass

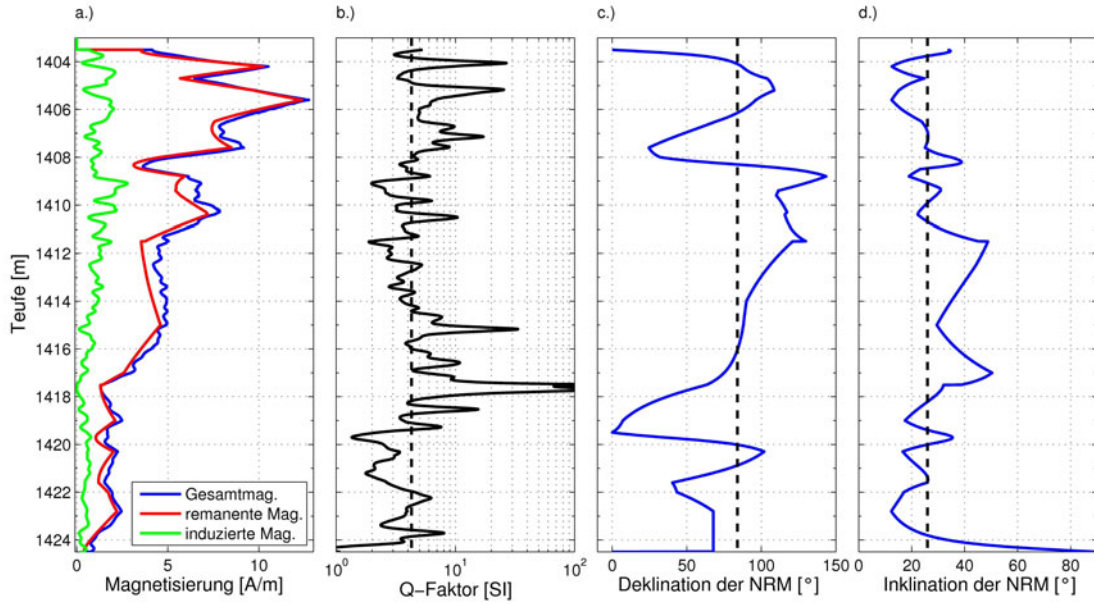


Abbildung 6.30: Vergleich der induzierten, der remanenten und der Gesamtmagnetisierung (a) der Sektion C, berechnet durch numerische Simulation. b): Königsberger-Faktor (Q-Faktor) mit Median von $Q_{Med} = 4.3$ [SI] (schwarz gestrichelt). c.) und d.): Deklination und Inklination der remanenten Magnetisierung mit Median von $Dek_M = 84^\circ$ und $Ink_{Med} = 26^\circ$.

die Abweichung der magnetischen Anomalie aufgrund eines fehlerhaften Modells bei der numerischen Modellierung in der gleichen Größenordnung oder kleiner als diese Variationen ist.

Um die Variation der magnetischen Flussdichte in eine Variation der Magnetisierung umzurechnen, wird der Zusammenhang zwischen Magnetisierung einer Zylinderscheibe und der im Zentrum herrschenden magnetischen Flussdichte nach dem Bosum-Modell (Abschnitt 6.1.2) verwendet. Hierbei wird von einer hinreichend mächtigen ($d \gg r_1$) und unendlich ausgedehnten ($r_2 \rightarrow \infty$) Schicht ausgegangen. Gleichung 6.5 gibt für diesen Fall den Zusammenhang zwischen der magnetischen Flussdichte im Mittelpunkt des Hohlzylinders und der Magnetisierung an. Nach dieser Gleichung ergibt sich der Fehler der Magnetisierung ($\Delta \vec{M}$) in den einzelnen Komponenten aus der Genauigkeit ($\sigma_{\vec{B}} = (195, 181, 51)$ nT, mit der die Flussdichte in der Bohrung bestimmt werden kann:

$$\Delta M_{Nord} = 2\mu_0^{-1} \sigma_{B_{Nord}} \quad , \quad \Delta M_{Ost} = 2\mu_0^{-1} \sigma_{B_{Ost}} \quad , \quad \Delta M_{Vertikal} = -\mu_0^{-1} \sigma_{B_{Vertikal}}. \quad (6.25)$$

Damit ergibt sich die Genauigkeit zu $\Delta \vec{M} = (0.31, 0.29, 0.04)$ A/m.

Mit dieser Abschätzung der Fehler kann nun auch mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung die Genauigkeit der Bestimmung der Deklination und Inklination angegeben werden (vergl. Gleichungen 5.45). Da die Genauigkeit der Berechnung der Richtung an dem i -ten Datenpunkt vom Vektor der dort bestimmten Magnetisierung abhängt, muss sie zunächst für

jeden Magnetisierungsvektor ${}^i\vec{M}$ der j -ten Sektion ($j=A,B,C$) berechnet werden:

$$\Delta_j^i M_H = \sqrt{\left(\frac{{}^i M_N}{{}^i M_H} \Delta M_N\right)^2 + \left(\frac{{}^i M_O}{{}^i M_H} \Delta M_O\right)^2} \quad (6.26)$$

$$\Delta_j^i Dek_M = \sqrt{\left(\frac{{}^i M_N}{{}^i M_H^2} \Delta M_N\right)^2 + \left(\frac{{}^i M_O}{{}^i M_H^2} \Delta M_O\right)^2} \quad (6.27)$$

$$\Delta_j^i Ink_M = \sqrt{\left(\frac{{}^i M_H}{{}^i M_H^2 + {}^i M_V^2} \Delta M_H\right)^2 + \left(\frac{{}^i M_V}{{}^i M_H^2 + {}^i M_V^2} \Delta M_V\right)^2} \quad (6.28)$$

In Bereichen, in denen die Fehler der Komponenten im Bereich der bestimmten Magnetisierung liegt, kann die Richtung der Magnetisierung nicht mehr bestimmt werden. Dies äußert sich in sehr großen Fehlern ΔDek_M und ΔInk_M . Für die weitere Analyse werden nur Teufenabschnitte berücksichtigt, in denen der Betrag der Magnetisierung 0.5 A/m übersteigt. Werden nur diese Bereiche berücksichtigt, ergibt sich der durchschnittliche Fehler der Deklination und Inklination in den drei Sektionen zu $\Delta_A Dek_M = 6^\circ$, $\Delta_B Dek_M = 24^\circ$ und $\Delta_C Dek_M = 7^\circ$, sowie $\Delta_A Ink_M = 4^\circ$, $\Delta_B Ink_M = 7^\circ$ und $\Delta_C Ink_M = 6^\circ$. Die mittlere Genauigkeit bei der Berechnung der Richtung der Magnetisierung über alle Sektionen ergibt sich zu $\Delta Ink_M = 6^\circ$ und $\Delta Dek_M = 12^\circ$.

6.3 Vergleich der berechneten Magnetisierungen nach dem Bosum-Modell und der Simulationsergebnisse

In Abbildung 6.31 ist der Vergleich zwischen den nach dem Bosum-Modell berechneten Werten der natürlichen, remanenten Magnetisierung und den Ergebnissen der numerischen Simulation für den Bereich der Outokumpu-Formation gezeigt.

Qualitativ stimmen die Ergebnisse beider Verfahren überein. Die Abweichungen in den Amplituden der einzelnen Komponenten sind in den unterschiedlichen Modellgeometrien begründet. Während bei dem Bosum-Modell von unendlich ausgedehnten Schichten ausgegangen wird, werden bei den numerischen Simulationen Schichten mit mittleren ($R_2 < 50$ m) bis kleinen ($R_2 < 5$ m) Halbachsen verwendet. Besonders bei den kleinen elliptischen Zylindern muss die Magnetisierung pro Volumenanteil größer gewählt werden, um dieselbe magnetische Anomalie zu erzeugen. Dieser Effekt kann zum Beispiel im Bereich der ersten magnetisierten Sektion in der Nord- und in der Vertikal-Komponente beobachtet werden. Außerdem werden durch die Ränder der Zylinderscheiben Vorzeichenwechsel in der magnetischen Anomalie erzeugt (siehe auch Abschnitt 6.2.1.2), welche die gemessenen Daten direkt über und unter den magnetisierten Objekten gut erklären (siehe z.B. Abb. 6.21a-d), Teufenbereich 1320 m bis 1328 m). Mit dem Bosum-Modell hingegen wird die Magnetisierung des Gesteins in diesen Bereichen zu groß bestimmt (siehe Abb. 6.6).

In der zweiten Sektion weichen die berechneten Magnetisierungen aufgrund der vermuteten Schiefstellung der Schichten voneinander ab. Diese ist nur in den numerischen

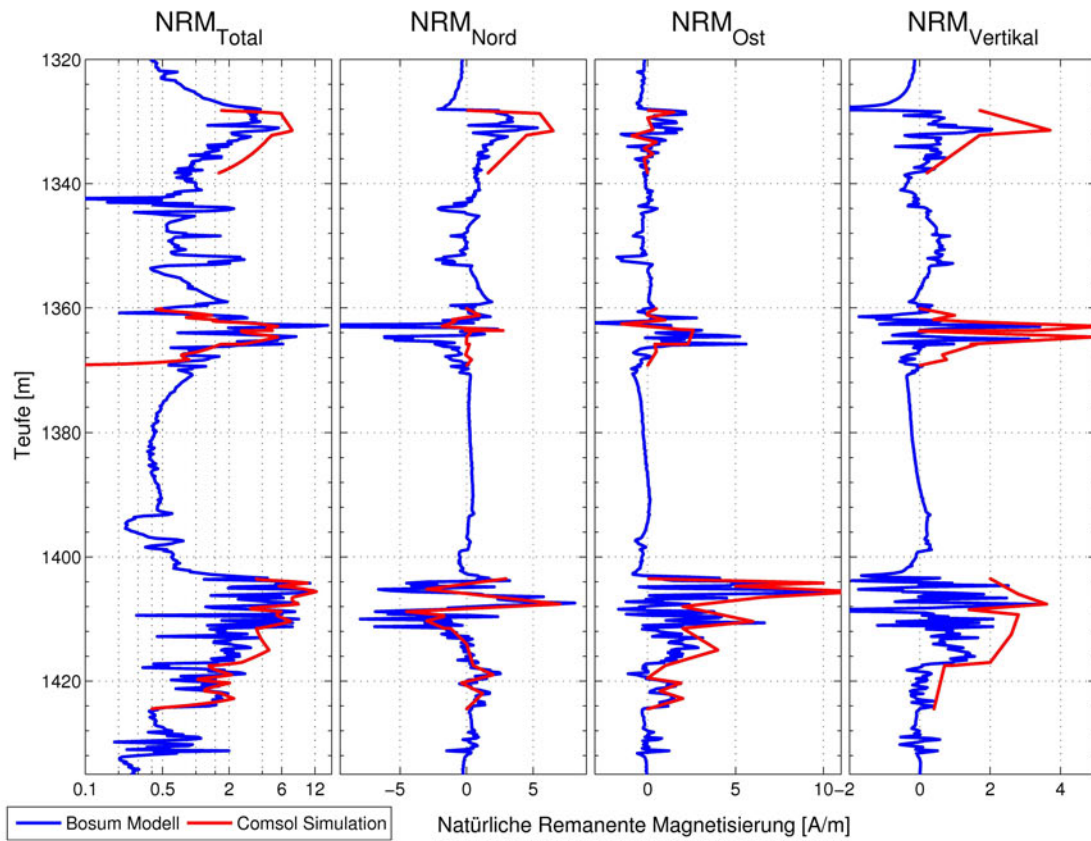


Abbildung 6.31: Vergleich der natürlichen, remanenten Magnetisierung nach dem Bosum-Modell und den numerischen Simulationen. a) logarithmische Darstellung des Betrages der Magnetisierung, berechnet aus den drei Komponenten, b) bis d) Komponenten der Magnetisierung im geografischen Referenzsystem.

Simulationen berücksichtigt, da mit dem Modell nach Bosum nur Magnetisierungen horizontaler Schichten berechnet werden können. Des Weiteren hat auch die Wahl des Hintergrundfeldes einen Einfluss auf die Ergebnisse beider Verfahren. Weicht dieses von dem real herrschenden ab, werden die magnetischen Anomalien über, bzw. unterschätzt, was sich direkt auf die berechnete Magnetisierung auswirkt. Das könnte zum Beispiel in der dritten Sektion in der Vertikal-Komponente der Grund für die Differenz zwischen den Ergebnissen beider Verfahren sein.

Das Bosum-Modell bietet den Vorteil einer schnellen Berechnung der Magnetisierung von Gesteinsschichten bei einer hohen vertikalen Auflösung. Die besten Ergebnisse werden in ausgedehnten Schichtungen ($R > 50$ m) erzielt, welche nur geringe Neigungen aufweisen. Solche Bedingungen herrschen beispielsweise in Sedimentschichtungen.

Die Auswertung der magnetischen Anomalien mit numerischen Simulationen ist im aktuellen Stadium langwierig, da die Parameter manuell bestimmt werden. Außerdem ist die Abschätzung der Eindeutigkeit des Modells schwierig. Allerdings ist die Outokumpu-Formation aufgrund ihrer heterogenen Struktur und der Deformation der magnetisierten Bereiche ein äußerst anspruchsvolles Ziel für die Interpretation von magnetischen An-

omalien. Im Falle von homogenen Strukturen, zum Beispiel bei Messungen in Lavaflüssen, sollte das hier vorgestellte Verfahren der numerischen Simulation mit elliptischen Zylinderscheiben verlässlichere Ergebnisse liefern. Ein Beweis dafür steht allerdings noch aus.

Im Vergleich zu dem analytischen Bosum-Modell bietet dieses Verfahren eine größere Freiheit bei der Wahl der Geometrie der magnetisierten Gesteinsformationen. So können auch asymmetrische und geneigte Objekte berücksichtigt werden. Die numerischen Simulationen sind auch besser geeignet, um starke Kontraste in der Magnetisierung des durchbohrten Gesteins zu beschreiben.

6.4 Numerische Modellierungen zur Berechnung des regionalen Hintergrundes

Im vorherigen Abschnitt wurden die kleinskaligen Anomalien (~ 10 m) der gemessenen magnetischen Flussdichte verwendet, um die unmittelbare Umgebung (< 100 m) der Bohrung zu charakterisieren. Dabei wurden langwellige Anomalien (> 10 m) vernachlässigt und das Hintergrundfeld als konstant in den jeweiligen Sektionen angenommen. Gerade aber diese langwelligen Anteile in der magnetischen Anomalie enthalten Informationen über die weitere Umgebung der Bohrung (\sim km). Da eine Interpretation von Magnetfelddaten selbst unter Verwendung von Vektordaten nicht eindeutig ist, bedarf es einer zusätzlichen Informationsquelle, um die Geometrie der magnetisierten Körper einzugrenzen. Im Falle der Outokumpu-Messungen können hierzu Seismik-Messungen verwendet werden. Abbildung 2.4 auf Seite 24 zeigt drei Profile aus der Umgebung der Bohrung. Profil OKU-1 verläuft von Süd-West nach Nord-Ost in einem Abstand von ca. 400 m zu der Bohrung (Projektion der Bohrung auf das Profil in Rot). Hier sieht man Bereiche mit hoher seismischer Reflektivität (Rosa eingefärbt) und niedriger seismischer Reflektivität (Blau und Grün).

Die Gesteinsformation mit hoher Reflektivität (1300 m - 1500 m), welche direkt von der Bohrung durchdrungen werden, setzen sich hauptsächlich aus Serpentin, Skarn (Calcium-Silikat-Gestein) und Quarz zusammen (Västi 2011). Aufgrund der Magnetit- und Pyrrhotin-Einlagerungen im Serpentin erzeugt diese Formation auch eine starke magnetische Anomalie von bis zu 3800 nT. Als Hypothese wurde angenommen, dass die anderen starken Reflektoren eine ähnliche Zusammensetzung aufweisen, und damit ebenfalls die Magnetfeldmessungen entlang der Bohrung beeinflussen können. Deshalb wurde die Geometrie des Startmodells so gewählt, dass die Bereiche hoher Reflektivität durch Quader mit homogenen magnetischen Eigenschaften beschrieben werden (siehe Abbildung 6.32).

Die Richtung der Quader wurde zu Nord-Ost gewählt, da dies der Streichrichtung der gesamten Outokumpu-Formation entspricht, wie es durch die Seismik-Messungen in Abbildung 2.4 bestätigt wurde. Die Länge der Schichten wurde zu 6 km gewählt, wobei die Bohrung in der Mitte liegt. Der Simulationsraum wird durch einen Quader mit einer Höhe und Breite von 6 km und einer Länge von 8 km begrenzt. Eine Skizze der verwendeten Geometrie ist in Abbildung 6.33 gezeigt.

Die Stärke und Richtung des Hintergrundfeldes, welches als Randbedingung auf der Oberfläche des äußeren Quaders vorgegeben wurde, wurde aus den gemessenen Magnet-

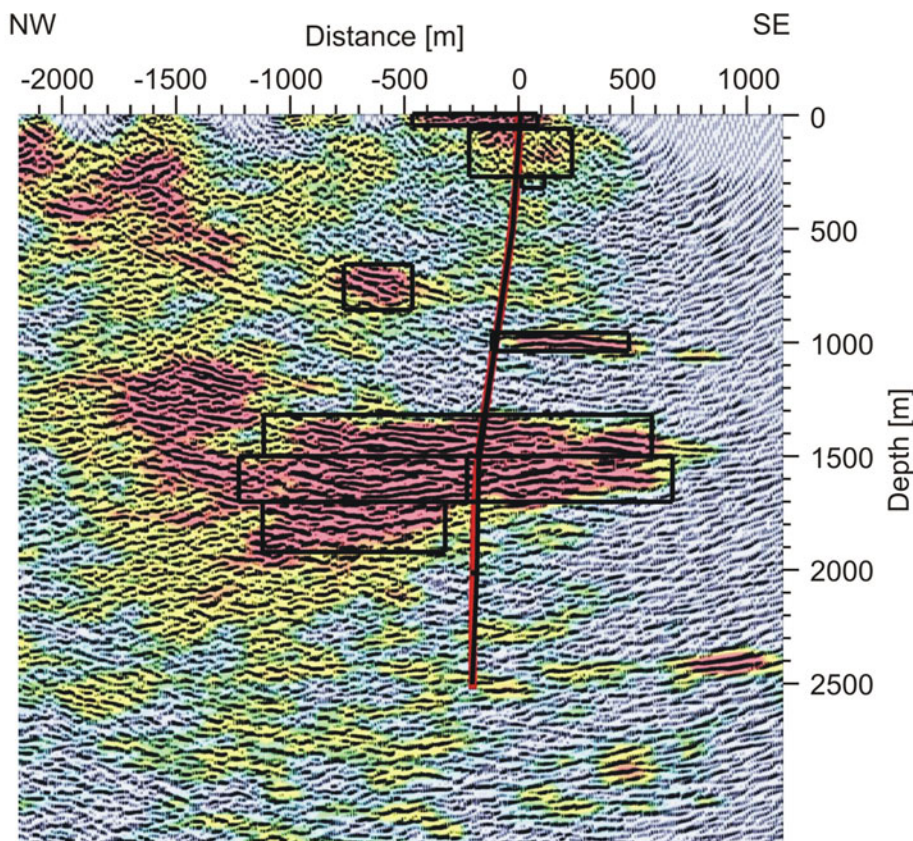


Abbildung 6.32: Projektion der verwendeten Geometrien (schwarz) auf das seismische Profil OKU-1. Violette Einfärbung des Profils kennzeichnet hohe, blaue Färbung niedrige seismische Reflektivität.

felddaten zu $\vec{B}^{reg} = (13450, 2530, 50480)$ nT bestimmt. Ein Vergleich zu den Daten des Internationalen Referenzsystem (IGRF-11) an den Koordinaten der Bohrung (Länge: 29.06528 E Breite: 62.71740 N) $\vec{B}^{IGRF} = (13479, 2348, 50812)$ nT zeigt eine Abweichung, welche vermutlich auf das inhomogene Magnetfeld der ganzen Region (siehe Kapitel 1, Abb. 2.3) zurückzuführen ist. Eine unabhängige Überprüfung der Komponenten des Hintergrundfeldes am Ort der Bohrung, war nicht möglich, da die verwendete Basisstation nicht hinreichend genau zu dem geografischen Referenzsystem ausgerichtet werden konnte. Das mittlere Totalfeld während der Messungen wurde zu 52463 nT aus den Basismagnetometerdaten bestimmt (siehe Abschnitt 4.1). Der Betrag des Hintergrundfeldes der Simulation ergibt sich zu 52622 nT und liegt damit 159 nT über den Basismagnetometerdaten.

Die magnetischen Eigenschaften der Körper werden nun durch gezieltes Probieren ermittelt. Anders als bei der Simulation der durchbohrten Schichten ist hier aber die Suszeptibilität des Gesteins nicht mehr durch Messungen bekannt. Zwar werden einige der simulierten Objekt durch die Bohrung geschnitten, jedoch kann man nicht die Suszeptibilitätsmessungen auf den gesamten Körper übertragen. Dies hat zur Folge, dass man die induzierte Magnetisierung nicht eindeutig von der remanenten Magnetisierung trennen kann. Die Anteile der remanenten Magnetisierung, die parallel zur induzierten Magne-

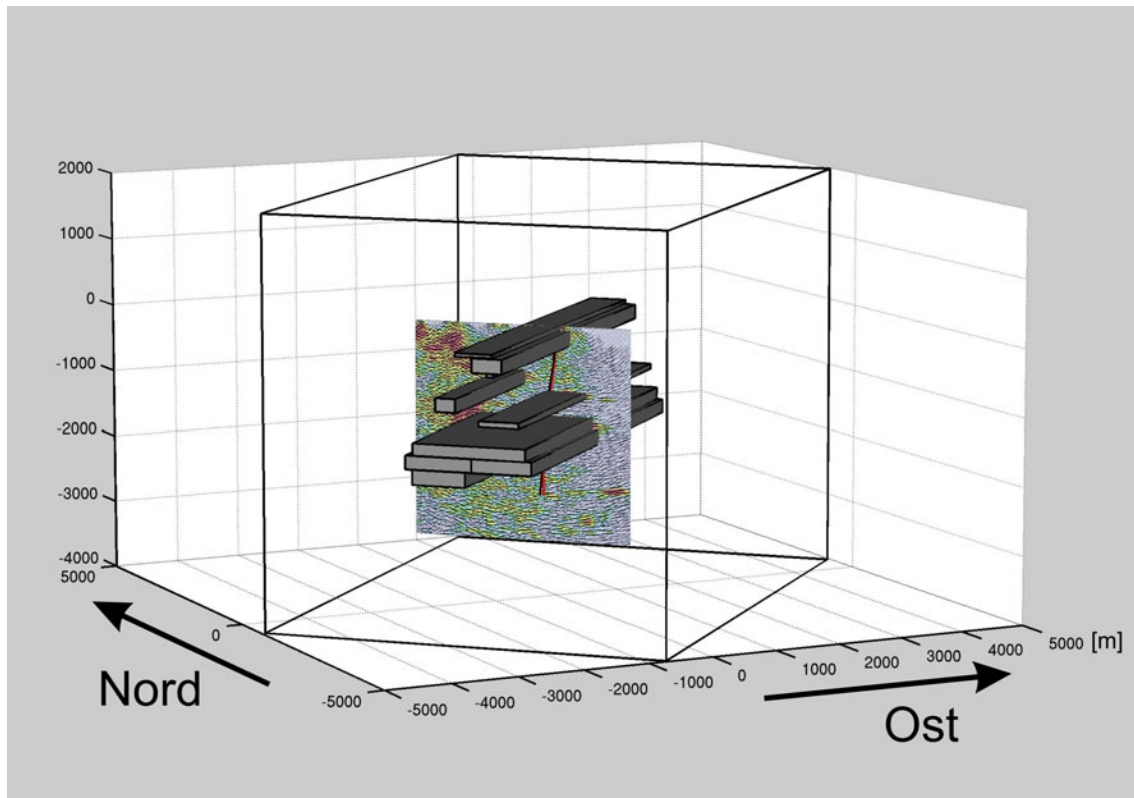


Abbildung 6.33: Dreidimensionale Darstellung der verwendeten Simulationsgeometrie. Streichrichtung der Quader: Nord-Ost, Länge: 6 km.

tisierung im Inneren der Körper liegen, tragen zu einer Vergrößerung der durch die Simulation bestimmten Suszeptibilität bei. Aus diesem Grund werden im Folgenden diese nur als scheinbare Suszeptibilität χ_s und scheinbare remanente Magnetisierung ($\vec{M}^{rem,s}$) bezeichnet.

Als Zielfunktion bei der Bestimmung der magnetischen Parameter wird, wie bei den anderen Simulationen, die minimale Differenz zwischen dem simulierten und dem gemessenen Signal in allen drei Komponenten (B_{Nord} , B_{Ost} und $B_{Vertikal}$) verwendet. Ein Vergleich der gemessenen und den simulierten magnetischen Flussdichten in den ersten 1440 m ist in Abbildung 6.34 gezeigt. Die mittlere Differenz zwischen simulierten Daten und gemessenen Daten, sowie die entsprechende Standardabweichung ist $\Delta \vec{B} = (22 \pm 66, 4 \pm 29, -4 \pm 46)$ nT. Die Differenz wurde mit den geglätteten Messdaten (Fensterbreite 10 m) aus dem Teufenintervall 100 m bis 1300 m berechnet und ist in Abbildung 6.35 in Abhängigkeit von der Teufe aufgetragen.

Da die Messungen mit dem GBM aber nur bis zu einer Tiefe von 1440 m reichen (siehe Abschnitt 4.3), wurde eine weitere Messung verwendet, um auch den Bereich von 1440 m bis 2500 m abzudecken. Diese Daten stammen von einer Bohrlochmagnetiksonde der Firma NEDRA, welche die Horizontal- und Vertikal-Komponente der magnetischen Flussdichte in der Outokumpu-Bohrung gemessen hat (Kück, pers. komm.). Aus unbekannten Gründen ist die Qualität der Horizontalkomponente dieser Daten allerdings geringer als die des GBM, was an den starken und vor allem sprunghaften Änderungen der magnetischen Flussdichte in Bereichen geringer Suszeptibilität zu erkennen ist. Au-

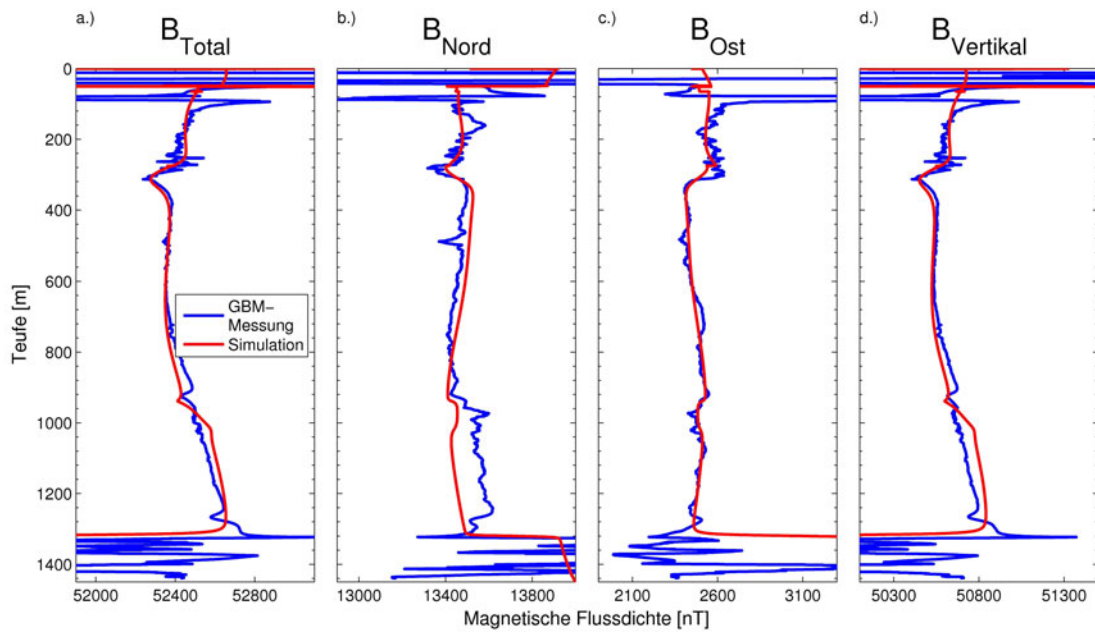


Abbildung 6.34: Vergleich der gemessenen und reorientierten GBM-Daten (blau) mit den Simulationsergebnissen (rot) im Teufenbereich 0 - 1450 m. Messdaten wurden mit einem gleitenden Mittelwertfilter (Breite 10 m) gemittelt.

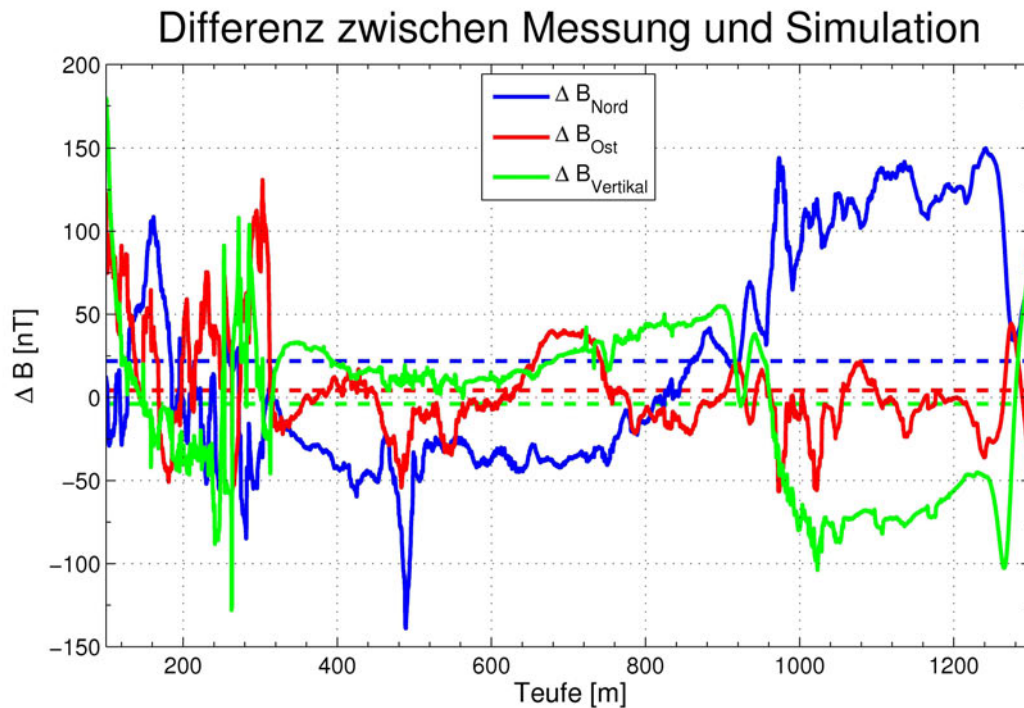


Abbildung 6.35: Gemittelte Differenzen (Fensterbreite 10 m) zwischen den gemessenen und den simulierten magnetischen Flussdichten für die einzelnen Komponenten im Teufenbereich 100 m bis 1300 m. Gestrichelt: Mittelwerte der drei Komponenten, $\Delta \vec{B} = (22 \pm 66, 4 \pm 29, -4 \pm 46)$ nT.

ßerdem weisen diese Daten einen Versatz von +300 nT in der horizontalen und +3600 nT in der vertikalen Komponente im Vergleich zu den GBM-Daten auf. Für die weitere Verarbeitung wurde dieser Versatz in den NEDRA-Daten korrigiert. Qualitativ zeigen die NEDRA-Daten aber denselben Verlauf wie die GBM-Daten in den ersten 1440 m, so dass diese für eine Abschätzung des Verlaufs des Magnetfeldes zwischen 1440 m und 2500 m herangezogen werden können. In Abbildung 6.36 sind die Horizontal-, Vertikal- und Totalkomponente berechnet aus den GBM-Messungen (blau) und die modifizierten NEDRA-Messungen (grün) im Vergleich zu den Simulationsergebnissen (rot) unter Verwendung der bestimmten magnetische Eigenschaften der Körper, dargestellt. Zusätzlich ist auch die entlang des Bohrlochs gemessene Suszeptibilität (schwarz) aufgetragen. Daraus ist ersichtlich, dass unterhalb von 1500 m nur eine geringe Magnetisierbarkeit ($\chi \leq 5 \cdot 10^{-4}$ SI) der durchbohrten Gesteinseinheiten vorherrscht. Um die kleinskaligen Variationen zu reduzieren, wurden die Messdaten mit einem gleitenden Mittelwertfilter mit einer Fensterbreite von 10 m geglättet.

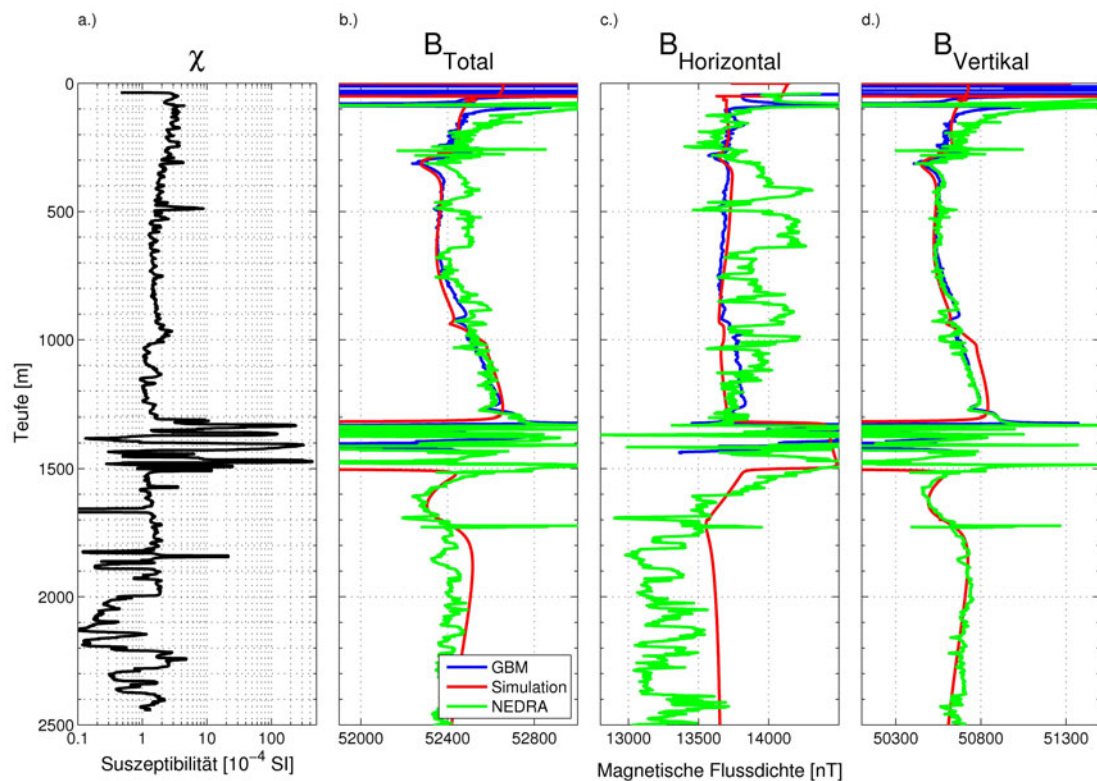


Abbildung 6.36: Vergleich der reorientierten GBM-Daten (blau) und der korrigierten NEDRA-Daten (grün) mit den Simulationsergebnissen (rot) im Teufenbereich 0 - 2500 m. Messdaten wurden mit einem gleitenden Mittelwertfilter (Breite 10 m) gemittelt. a) Suszeptibilitätsdaten (Wire line log), logarithmische Skalierung, b) Totalfeld, c) Horizontalfeld, d) Vertikalfeld.

Die Anpassung der gemessenen Daten durch die Simulation kann in fünf Bereiche aufgeteilt werden. Im ersten Bereich (100 m bis 300 m in Abb. 6.35) scheint magnetisiertes Gestein in unmittelbarer Nähe zur Bohrung vorzuliegen (siehe auch Abschnitt 7.2), was die räumlich kleinskaligen Variationen von bis zu 130 nT in den Differenzen verur-

sacht. Der Bereich von 300 m bis 950 m weist Differenzen kleiner als 50 nT auf (bis auf eine Spitze bei 480 m). Damit erklärt das Modell die gemessenen Daten in diesem Bereich gut. Zwischen 950 m und 1300 m ist die Anpassung schlechter. Besonders in der Nord- und Vertikalkomponente weichen die Simulationsergebnisse im Mittel um 120 nT, bzw. -60 nT von den Messdaten ab (siehe Abbildung 6.35). Da dieser Bereich direkt an die stark magnetisierte Outokumpu-Formation anschließt, könnte dies auf Inhomogenitäten dieser Formation zurückzuführen sein, die durch das verwendete Modell eines horizontalen, homogenen Quaders nicht erfasst werden. Dies ist auch der Grund für die großen Differenzen von mehreren hundert Nanotesla in dem vierten Teufenbereich (1300 m bis 1500 m, siehe Abbildung 6.36). In diesem Bereich ist die Outokumpu-Formation direkt durchbohrt, so dass während der Messung nur ein geringer räumlicher Abstand zwischen dem GBM und den inhomogenen Gesteinseinheiten besteht. Damit ergeben sich magnetische Anomalien, die nur mit entsprechend kleinskaligen Modellen beschrieben werden können (siehe vorherigen Abschnitt 6.2.2). Da hier nur die langwelligen Anomalien betrachtet werden, wird dieser Bereich bei der Modellanpassung und Interpretation nicht berücksichtigt.

Der fünfte Bereich umfasst den Teufenbereich unter der Outokumpu-Formation bis zum Ende der Bohrung (1500 m bis 2516 m). Hier stehen zum Vergleich nur die stark gestörten Magnetfelddaten der Firma NEDRA zur Verfügung. Außerdem liegen hier keine dreikomponentigen Magnetfelddaten vor, sondern nur Vertikal- und Horizontalfeld. Die Anpassung an die um 3600 nT korrigierte Vertikalkomponente gelingt in dem Teufenbereich von 1500 m bis 2500 m mit einer mittleren Differenz von 22 nT. Die Standardabweichung beträgt 102 nT. In der horizontalen Komponente ist der Mittelwert der Differenzen zu den um 300 nT verschobenen NEDRA-Daten -277 nT, mit einer Standardabweichung von 230 nT.

Die magnetischen Eigenschaften scheinbare Suszeptibilität, scheinbare remanente Magnetisierung und Gesamtmagnetisierung (Betrag der Summe aus induzierter und remanenter Magnetisierung) der einzelnen Körper sind in Tabelle 6.9 zusammen gefasst. Die erste Spalte gibt die Nummer der simulierten Körper an, welche in Abbildung 6.37 definiert sind.

Die geringe Magnetisierung in vertikaler Richtung ist auf das Problem der Trennung von induzierter und remanenter Magnetisierung zurückzuführen. Die dominierende Komponente des Hintergrundfeldes ist B_{Vertikal} wodurch die remanente Magnetisierung in dieser Komponente durch die scheinbare induzierte Magnetisierung maskiert wird.

Die Gesamtmagnetisierung der Körper ist mit Abbildung 6.37 gezeigt. Hier ist das Profil OKU-1 zusammen mit dem Schnitt der verwendeten Geometrie dargestellt, wobei die Farben der Flächen für die Gesamtmagnetisierung des entsprechenden Körpers steht.

Um die Auswirkung der einzelnen Körper auf die Simulationsergebnisse zu verdeutlichen, werden in den Abbildungen 6.38 und 6.39 die magnetischen Anomalien der einzelnen Körper gezeigt. Auf Grund der stark variierenden Amplituden der Anomalien der schwach und mittelstark magnetisierten Körper zu den stark magnetisierten Körpern werden in Abbildung 6.38 die Anomalien der Körper 1, 2, 3 und 5 dargestellt, in Abbildung 6.39 die Anomalien der Körper 4, 6 und 7. Die Körper 8 und 9 werden als unmagnetisch betrachtet und nicht weiter diskutiert.

Die magnetische Anomalie der schwach und mittelstark magnetisierten Körper, wel-

	χ_s [SI]	$M_{Nord}^{rem,s}$ [A/m]	$M_{Ost}^{rem,s}$ [A/m]	$M_{Vertikal}^{rem,s}$ [A/m]	M_{Total} [A/m]
1. Körper	0.03	0	0	0	1.22
2. Körper	0.001	0.04	0	0	0.06
3. Körper	0.01	0	-0.64	0	0.66
4. Körper	0.08	1.59	-1.59	0	3.61
5. Körper	0.0001	-0.16	0	0	0.16
6. Körper	0.1	1.59	0	0	4.25
7. Körper	0.02	0	0	0	0.83
8. Körper	0.0001	0	0	0	0.004
9. Körper	0.0001	0	0	0	0.004

Tabelle 6.9: Magnetische Parameter der Outokumpu-Region. Erste Spalte: Nummerierung der Körper (siehe Abb. 6.37). Zweite Spalte: scheinbare Suszeptibilität χ_s . Dritte bis fünfte Spalte: scheinbare remanente Magnetisierung $M^{rem,s}$ in drei Komponenten. Sechste Spalte: Gesamtmagnetisierung M_{Total} , berechnet aus dem Betrag der Summe von scheinbarer induzierter und scheinbarer remanenter Magnetisierung.

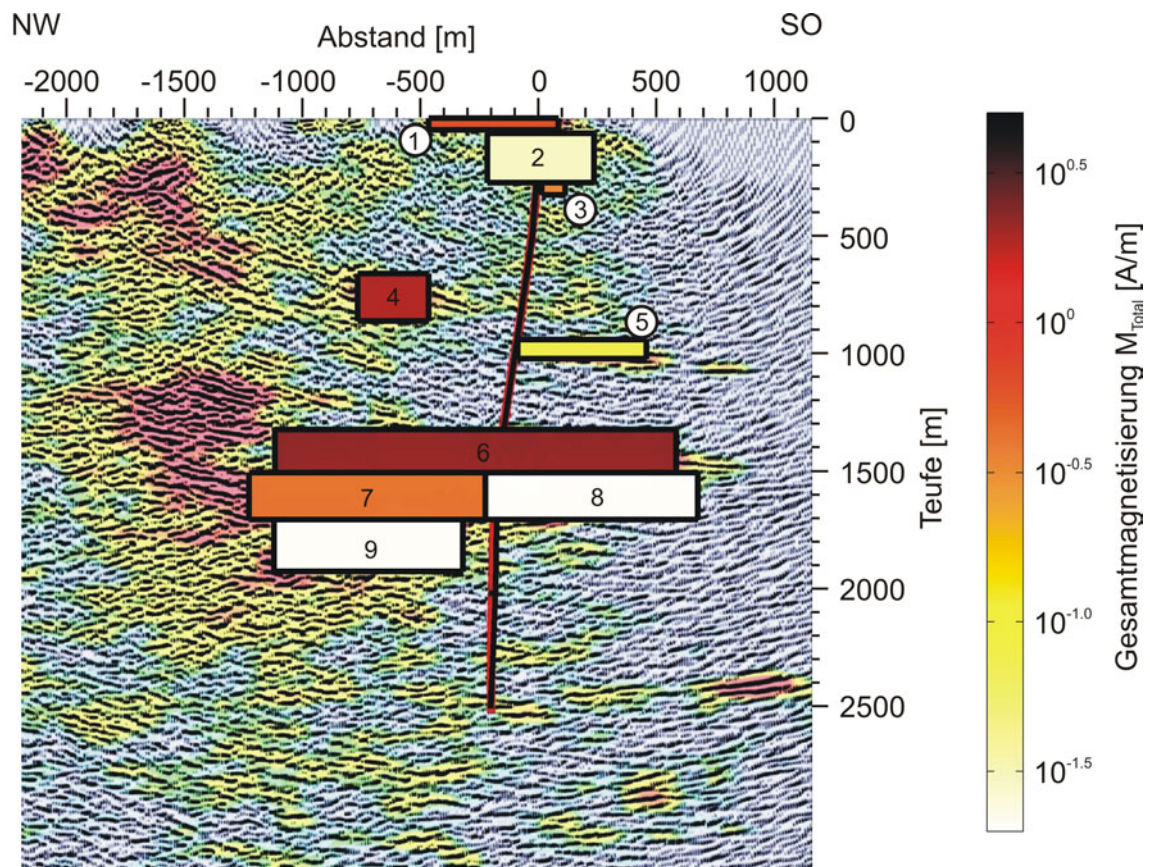


Abbildung 6.37: Projektion der verwendeten Geometrien auf das seismische Profil, eingefärbt mit dem Betrag der berechneten Gesamtmagnetisierung M_{Total} . Die violette Einfärbung des Profils kennzeichnet hohe, blaue Färbung niedrige seismische Reflektivität. Die Nummerierung der simulierten Körper verläuft von oben links nach unten rechts.

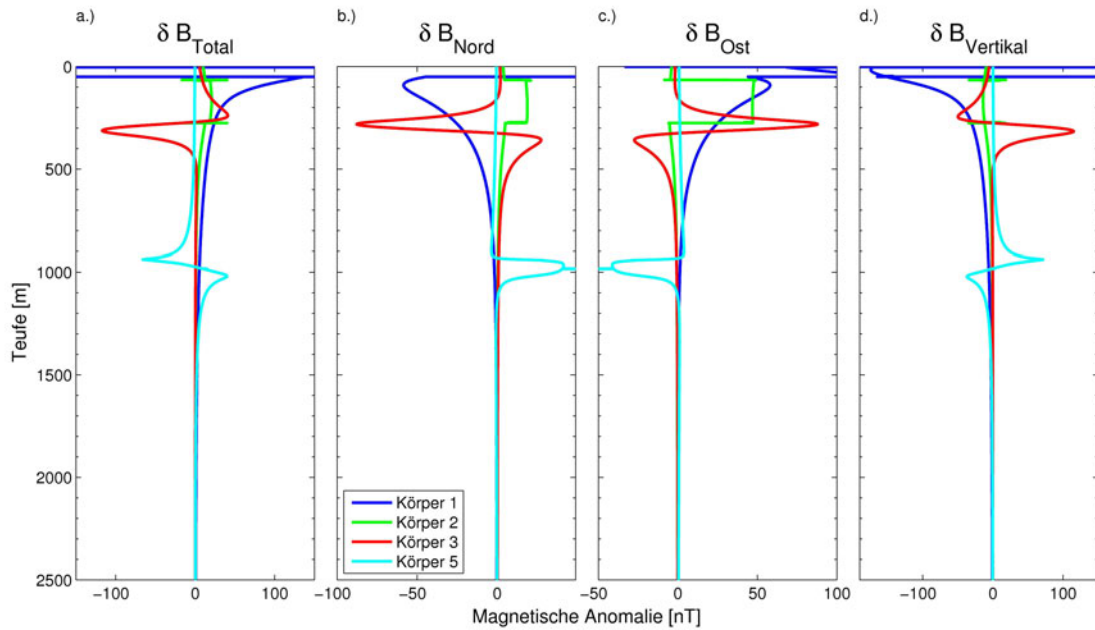


Abbildung 6.38: Magnetische Anomalien δB der Körper 1, 2, 3 und 5 (siehe Abb. 6.37). a) Anomalie des Totalfeldes, berechnet aus der Differenz des Betrages der Simulationsergebnisse des jeweiligen Körpers und dem Betrag des Hintergrundfeldes. b) - d) Komponenten der magnetischen Anomalie.

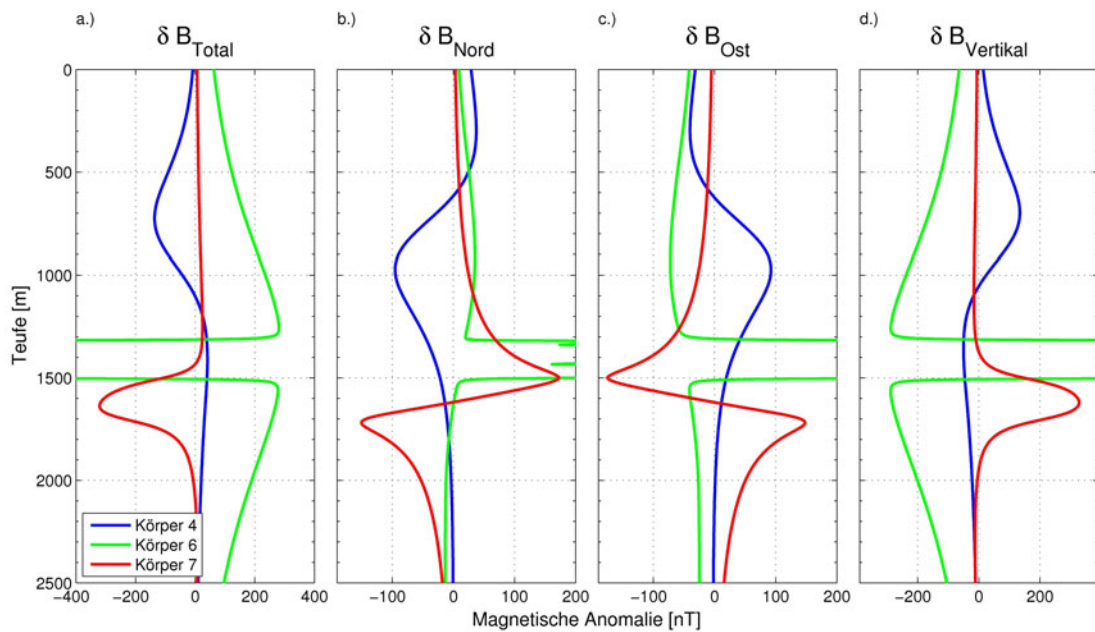


Abbildung 6.39: Magnetische Anomalien δB der Körper 4, 6 und 7 (siehe Abb. 6.37). a) Anomalie des Totalfeldes, berechnet aus der Differenz des Betrages der Simulationsergebnisse des jeweiligen Körpers und dem Betrag des Hintergrundfeldes. b) - d) Komponenten der magnetischen Anomalie.

che sich in einem geringen Abstand zur Bohrung befinden (Körper 1, 2, 3 und 5, Abb. 6.38), beeinflussen einen begrenzten Teufenbereich von einigen hundert Metern. Wenn man als Grenzwert für eine messbare Auswirkung die Auflösung der Magnetometer des GBM von rund 8 nT verwendet, ergibt sich für den am stärksten magnetisierten Körper in Abbildung 6.38 (Körper 1, blaue Kurve) ein beeinflusster Teufenbereich von 700 m.

Einen größeren Bereich beeinflusst der weiter entfernte Körper 4 und der stärker magnetisierte und weit ausgedehnte Körper 6. Diese haben einen messbaren Einfluss auf der gesamten Länge der Bohrung und sind für die langwelligen Trends in den Magnetfelddaten verantwortlich.

Eine Abschätzung der Sensitivität des Modelles auf Änderungen der Magnetisierung der einzelnen Körper wird im Anhang A.6 diskutiert.

7 Interpretation der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der analytischen Berechnung und der numerischen Simulation der magnetischen Flussdichten interpretiert. Zusätzlich zu den Ergebnissen der Bohrlochmessung mit dem GBM werden hierzu auch Daten aus Kernproben verwendet.

7.1 Auswertung der Magnetisierungsvektoren der magnetisierten Sektionen der Outokumpu-Formation

Mit dem Göttinger Bohrlochmagnetometer ist es möglich die magnetische Flussdichte in drei Komponenten zu bestimmen und in das geografische Koordinatensystem zu projizieren. Aus diesen Daten wurde im vorherigen Kapitel der Vektor der remanente Magnetisierung mit zwei unterschiedlichen Ansätzen berechnet. Eine wichtige Information für die Interpretation ist die Richtung der Magnetisierung. Wenn, zum Beispiel durch chemische Umwandlung, ferro- oder ferrimagnetisches Mineral (hier größtenteils Magnetit) im Gestein entsteht, wird die makroskopische Ausrichtung der Magnetisierung der Richtung des äußeren Feldes entsprechen. Wenn die magnetisierte Gesteinsformation danach ihre Orientierung zum Referenzsystem ändert (z.B. durch Faltungsprozesse oder tektonische Bewegung), dreht sich auch die Magnetisierungsrichtung relativ zum Referenzsystem. Zusätzlich zu diesen mechanischen Einflüssen können aber noch weitere Prozesse die Magnetisierungsrichtung beeinflussen. So kann die Entstehung des magnetischen Minerals in verschiedenen Zeiträumen stattfinden und somit die Richtung des jeweiligen Hintergrundfeldes widerspiegeln. Außerdem kann die Magnetisierungsrichtung im Fall von weichmagnetischen Materialien durch sekundäre Magnetisierung in starken Magnetfeldern verändert werden. Für die "In-Situ" bestimmte Magnetisierung gibt es hierfür zwei hauptsächliche Quellen: die Änderung des Erdmagnetfeldes und das Erzeugen von starken Magnetfeldern durch den Bohrprozess (gleichförmige Rotationsbewegung des Bohrkopfs auf dem Gestein).

Im Fall der Outokumpu-Formation wird davon ausgegangen, dass die magnetischen Mineralien alle im selben Zeitraum vor ca. 1.9 Ga entstanden sind (Peltonen et al. 2008), sodass das Hintergrundfeld für alle Sektionen als gleich angenommen werden kann. Eine Beeinflussung der Richtung der Magnetisierung durch sekundäre Magnetisierungen kann mit Hilfe von Bohrkernproben untersucht werden. Dazu werden diese durch schrittweises Aufheizen thermisch entmagnetisiert, sodass die aktuelle Magnetisierungsrichtung mit der Magnetisierungsrichtung zum Zeitpunkt der Entstehung der Mineralien verglichen werden kann (Dietze und Kontny 2011). In der Outokumpu-Formation sind die Unter-

schiede bei den untersuchten Proben nur geringfügig größer, als die Streuung der Ergebnisse der Probenscharen (Abbildung 7.10). Eine nähere Beschreibung ist in Abschnitt 7.3.3 zu finden. Damit zeigt sich nur eine geringe nachträgliche Veränderung der Magnetisierung. Diese Untersuchung wurden von Dietze und Kontny (2011) und Airo et al. (2011) durchgeführt.

Als mögliche Ursache einer signifikanten Änderung der Magnetisierungsrichtung bleibt also nur die mechanische Verformung des Gesteins. Um diese zu beschreiben, werden die Deklination und die Inklination der remanenten Magnetisierung, berechnet aus den numerischen Simulationen, in den drei magnetisierten Sektionen untersucht. Dazu werden die Richtungen mit Hilfe von Histogrammen in Abbildung 7.1 und 7.2 dargestellt. Hier sind zusätzlich die paläomagnetische Inklination und Deklination zum ungefähren Entstehungszeitraum angegeben (Pesonen et al. 2003), sowie die aktuelle Deklination und Inklination des Erdmagnetfeldes an der Bohrung (Quelle: IGRF-11).

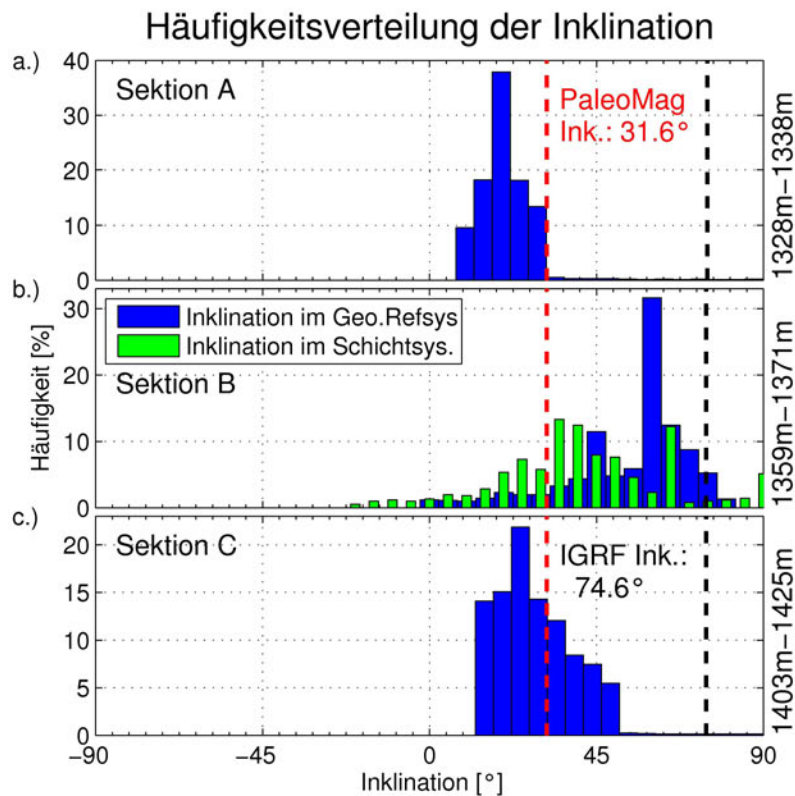


Abbildung 7.1: Häufigkeitsverteilung der Inklination der NRM in den drei Sektionen A, B und C der Outokumpu-Formation. Sektion B: Vergleich der Inklination der Magnetisierung im geographischen Referenzsystem (blau) mit der Inklination im geneigten System (grün). Schwarzgestrichelt: Inklination des heutigen Erdmagnetfeldes (IGRF 11), Rotgestrichelt: Inklination des Erdmagnetfeldes vor 1.88 Ga (Pesonen et al. 2003) im Bereich des vermuteten Entstehungszeitpunktes (1.9 Ga).

Aufgrund der starken Streuung der Inklinationen wird der Median verwendet, um die Vorzugsrichtung der Magnetisierung zu berechnen. Der Median der Inklinationen in den

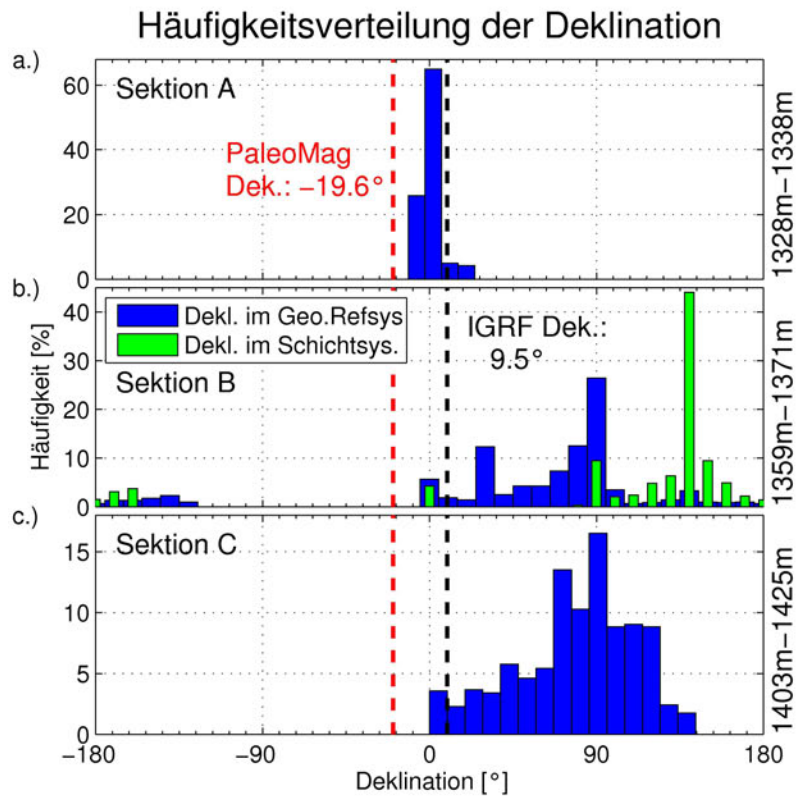


Abbildung 7.2: Häufigkeitsverteilung der Deklination der NRM in den drei Sektionen A, B und C der Outokumpu-Formation. Sektion B: Vergleich der Deklination der Magnetisierung im geografischen Referenzsystem (blau) mit der Deklination im geneigten Schichtsystem (grün). Schwarzgestrichelt: Deklination des heutigen Erdmagnetfeldes (IGRF 11), Rotgestrichelt: Deklination des Erdmagnetfeldes vor 1.88 Ga (Pesonen et al. 2003) im Bereich des vermuteten Entstehungszeitpunktes (1.9 Ga).

jeweiligen Sektionen ergibt sich zu:

$$Ink_A^{med} = 20^\circ$$

$$Ink_B^{med} = 60^\circ$$

$$Ink_C^{med} = 26^\circ$$

Die Abweichung zu der paläomagnetischen Inklinations von 31.6° für Sektion A und C ist mit 11.6° , bzw. 5.1° klein. Unter der Annahme, dass die Richtung der ursprünglich aufgeprägten Magnetisierung der Richtung des paläomagnetischen Feldes entspricht, bedeutet dies, dass die magnetisierten Gesteinseinheiten nach der Magnetisierung nur gering verkippt wurden. Dies wird auch durch die horizontale Schichtung bestätigt, welche aus der numerischen Simulation, bzw. aus den Televiever-Daten (siehe Anhang A.7) für die erste Sektion folgt. Für die zweite Sektion ist die Abweichung mit 28.4° deutlich größer. Hier zeigt aber auch die Simulation der Schichten eine starke Neigung von 45° . Die Televiever-Daten lassen in diesem Teufenabschnitt zwar keine Interpretation bezüglich einer Schichtneigung zu (siehe A.7) zu, zeigen aber viele Risse, was auf eine starke mechanische Belastung hinweist. Um die Hypothese zu untersuchen, dass die zweite Sektion

zum Zeitpunkt der Magnetisierung horizontal orientiert war, wird die Richtung der Magnetisierung zusätzlich in dem Referenzsystem der gekippten Schicht berechnet. Diese Daten werden als grüne Balken in den Histogrammen 7.1 und 7.2 dargestellt. Der Median der Inklination dieser Verteilung liegt mit 39° nahe der paläomagnetischen Inklination. Damit kann vermutet werden, dass die Schichtung zum Zeitpunkt der Magnetisierung (~ 1.9 Ga) horizontal lag, und erst später (< 1.9 Ga) verkippt wurde.

Neben der Verkipfung der Schichten kann mittels der Deklination auch auf eine Verdrehung der Schichten seit der Aufprägung der Magnetisierung geschlossen werden. Analog zur Inklination wird auch hier der Median verwendet, um die Vorzugsrichtung der Deklination in den drei Sektionen A, B und C zu berechnen.

$$Dek_A^{med} = 0^\circ$$

$$Dek_B^{med} = 78^\circ (139^\circ)$$

$$Dek_C^{med} = 84^\circ$$

Damit ist die Abweichung von der paläomagnetischen Deklination besonders für die letzten beiden Schichten mit 97.6° , bzw. 103.6° beträchtlich. Im Referenzsystem der geneigten Schicht beträgt diese Abweichung sogar 158.6° .

Die heterogene Struktur innerhalb der Outokumpu-Formation wurde auch durch eine hochauflösende seismische Untersuchung bestätigt (Heinonen et al. 2011). In dieser Studie wurde ein Profil vermessen, welche von Nord-West nach Süd-Ost direkt über der Bohrung verläuft. Der Abstand zwischen den Detektoren wurde zu 4 m gewählt, so dass eine höhere Auflösung im Vergleich zum FIRE (12.5 m Detektorabstand) erreicht wurde. Heinonen et al. (2011) kommen zu dem Schluss, dass die Outokumpu-Formation nicht aus einer kontinuierlichen Gesteinseinheit besteht, sondern aus diversen Fragmenten, die sowohl horizontal als auch geneigt auftreten. Eine genauere Analyse des räumlichen Aufbaus steht aber noch aus.

Im Falle der zweiten Schicht bleibt noch zu klären, ob die Drehung der Schicht vor oder nach der Verkipfung stattgefunden hat. Ein wichtigen Hinweis darauf liefern die Risse im Gestein der zweiten Sektion. Wie im Anhang A.7 gezeigt, verlaufen alle Risse in ähnlicher Richtung. Die mittlere Deklination des Normalenvektors der Risse ist -20° und die mittlere Inklination 41° (von der Horizontalen nach unten positiv definiert), die Ebene der Risse fällt also mit 41° von Süd nach Nord ein und steht somit fast senkrecht auf den Schichten der zweiten Sektion, die nach der numerischen Simulation eine Deklination von 0° und eine Inklination von 45° (von der Horizontalen nach oben positiv definiert) aufweist. Die für die Verkipfung der Schichten verantwortlichen Kräfte begünstigen die Bildung von Bruchzonen parallel zur Verkipfungsachse. Da hier der Dip-Azimut der Bruchzonen zu dem der Schichten sich nur um -20° unterscheidet, ist es sehr wahrscheinlich, dass die Schicht zuerst horizontal orientiert um ihre Hochachse gedreht und dann verkippt wurde, was zur Bildung der Bruchzonen führte.

Insgesamt folgt aus der Analyse der Richtung der remanenten Magnetisierung, dass die erste Sektion nur geringer Verformung nach der Aufprägung der Magnetisierung ausgesetzt war. Die zweite Sektion wurde stark gedreht und geneigt, was vermutlich zur Bildung von Bruchzonen im Gestein geführt hat. Die letzte Sektion weist im Wesentlichen nur eine Verdrehung um die Hochachse auf. Aufgrund der fehlenden TelevIEWER-Daten und den gestörten Übergangsbereichen (siehe Abschnitt 6.2.2.3) in dieser Sektion ist hier die Interpretation aber unsicher.

7.2 Gemeinsame Interpretation mit Seismikdaten

Die Berechnung der gesteinsmagnetischen Eigenschaften der Region Outokumpu aus den GBM-Daten in Verbindung mit seismischen Messungen zeigt, dass nicht alle seismischen Reflektoren die gleiche mineralogische Zusammensetzung haben. Die simulierten Körper können in drei Kategorien eingeteilt werden. Die schwach magnetisierten bis unmagnetisierten Körper $M_{Total} < 0.06$ A/m, die mittelstark magnetisierten Körper $0.06 \text{ A/m} < M_{Total} < 1 \text{ A/m}$ und die stark magnetisierten Körper $M_{Total} > 1$ A/m. In Abbildung 6.37 sind die Ergebnisse der Simulation grafisch aufgetragen. Die Farben der Quader geben den Betrag der Gesamtmagnetisierung M_{Total} der Körper wieder.

Zu den stark magnetisierten Körpern zählt der Körper 1, der Körper 4 und die Outokumpu-Formation (Körper 6). Bei der Berechnung der Eigenschaften des obersten Körpers werden die Messdaten des GBM noch stark durch die verwendete, oberirdische Infrastruktur, sowie die Verrohrung der Bohrung beeinflusst. Aus diesem Grund können keine Rückschlüsse auf die mineralogische Zusammensetzung gezogen werden. Körper 4 zeigt eine starke Magnetisierung von ${}^4M_{Total} = 3.61$ A/m und eine hohe Suszeptibilität von ${}^4\chi = 0.08$ [SI]. Dies deutet darauf hin, dass sich dieser Körper ähnlich wie die Outokumpu-Formation zusammensetzt und die magnetischen Eigenschaften hauptsächlich durch Magnetit dominiert werden. Die Outokumpu-Formation selbst besitzt eine Gesamtmagnetisierung von ${}^6M_{Total} = 4.25$ A/m und eine Suszeptibilität von ${}^6\chi = 0.10$ [SI]. Wie bei allen anderen Körpern auch stellen diese aber nur Mittelwerte über das gesamte Volumen des simulierten Körpers dar. Variationen innerhalb eines Körpers können nicht ausgeschlossen werden, wie sie zum Beispiel bei der Berechnung der direkten Umgebung der Bohrung (Abschnitt 6.2.2) auftreten. Trotzdem ist dieses Ergebnis ein Hinweis, dass die mineralogische Zusammensetzung, wie sie aus Bohrkernproben bestimmt wurde (siehe Abschnitt 2.4.1) auch abseits des Bohrpfades Gültigkeit besitzt.

Der erste der mittel stark magnetisierten Körper ist Körper 3 (${}^3M_{Total} = 0.66$ A/m, ${}^3\chi = 0.01$ [SI]). Dieser ist in seinen Ausmaßen sehr klein und wird von der seismischen Messung nicht aufgelöst. Hierbei könnte es sich um eine lokale Ansammlung von monoklinem Pyrrhotin handeln. Körper 5 befindet sich gerade außerhalb des Bohrlochpfades und weist mit ${}^5M_{Total} = 0.16$ A/m und einer Suszeptibilität von ${}^5\chi = 0.0001$ [SI] auf Schwarzschiefer mit eingelagertem Pyrrhotin hin. Dies wird auch durch Kernproben unterstützt, die in dem Teufenbereich von 950 m bis 1050 m einen erhöhten Pyrrhotingehalt belegen (Airo et al. 2011). Dies könnten Ausläufer von Körper 5 sein.

Körper 7 liegt direkt unter der eigentlichen Outokumpu-Formation, wird aber auch nicht direkt durchbohrt. Mit ${}^7M_{Total} = 0.83$ A/m und ${}^7\chi = 0.02$ [SI] liegt dessen Magnetisierung deutlich unter der von Körper 4 und 6 aber auch über den durch Schwarzschiefer dominierten Körpern (z.B. Körper 5). Damit kann keine eindeutige Aussage über die mineralogische Zusammensetzung getroffen werden. Aufgrund der Nähe zu der Outokumpu-Formation kann aber vermutet werden, dass es sich hierbei um eine ähnliche Zusammensetzung handelt, aber mit einer geringeren Dichte an Magnetit.

Der erste schwach magnetisierter Körper 2 besitzt nur eine geringe Magnetisierung von ${}^2M_{Total} = 0.06$ A/m und eine Suszeptibilität von ${}^2\chi = 0.001$ [SI]. Dies weist wiederum auf monoklines Pyrrhotin hin. Kernproben zeigen in diesem Teufenbereich vereinzelt dünne Schwarzschiefer einschaltungen, welche jedoch in dem lithologischen Modell nicht erfasst wurden (Västi 2011). Die bohrlochmagnetischen Messungen im Teufenbereich

von 80 m bis 300 m zeigen allerdings keine homogene Einheit, sondern eine Vielzahl an kleinskaligen Anomalien (siehe Abb. 7.3). Aufgrund ihrer Form lassen sich diese bes-

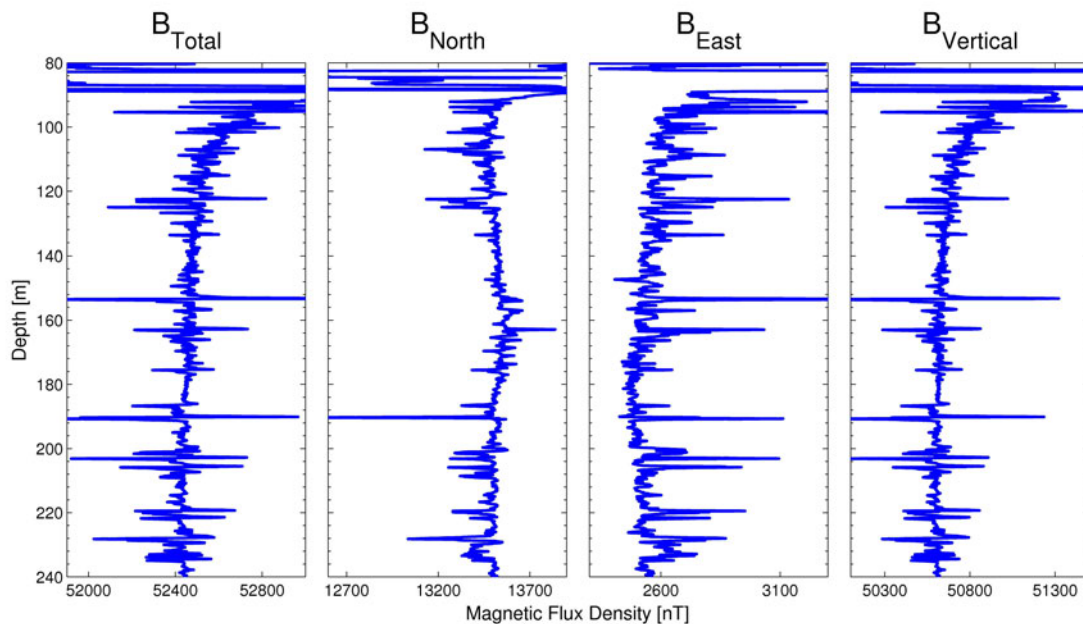


Abbildung 7.3: Ausschnitt der reorientierten bohrlochmagnetischen Messungen im Bereich des zweiten Körpers. Die Breite der Anomalien (<1 m) deutet auf stark lokalisierte Quellen in direkter Nähe der Bohrung hin.

ser durch Dipolquellen, als durch magnetisierte Schichten erklären (siehe Anhang A.8). Dies spricht für eine heterogene Verteilung der magnetisierten Mineralien (monoklines Pyrrhotin und Magnetit) in den Schwarzschieferschichten.

Die letzten beiden Körper (Nummer 8 und 9) sind im Rahmen der Bestimmungsgenauigkeit mit $^{8,9}M_{Total} = 0.004$ A/m und eine Suszeptibilität von $^{8,9}\chi = 0.0001$ [SI] als unmagnetisch zu betrachten. Aus dem Vergleich der starken Magnetisierung in der restlichen Einheit (Körper 6 und 7) folgt, dass sich hier die Gesteinszusammensetzung deutlich ändert. Für den Körper 8 kann diese aus Bohrkernproben zu Glimmerschiefer bestimmt werden (Airo et al. 2011). Die Untersuchung der seismischen Geschwindigkeiten an Bohrkernproben (Kern und Mengel 2011) in diesem Teufenbereich (1500 m - 1700 m) zeigen ähnliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten wie in den anderen Glimmerschiefeereinheiten (z.B. 300 m - 1300 m), welche in dem seismischen Profil eine sehr viel geringere Reflektivität aufweisen. Auch die neuere seismische Untersuchung von Heinonen et al. (2011) vermutet Glimmerschiefer als Hauptbestandteil des Gesteins zwischen 1500 m und 1700 m. Daraus lässt sich folgern, dass auf den 400 m, die zwischen dem FIRE-Profil OKU-1 und der Bohrung liegen, die Outokumpu-Formation an Mächtigkeit verloren hat.

Mit den bohrlochmagnetischen Messungen können zusätzliche Informationen über die mit der seismischen Untersuchung bestimmten Störkörper gewonnen werden. Dies hilft besonders bei der Interpretation derjenigen Körper, die nicht von der Bohrung durchdrungen werden. So konnte zum Beispiel für den Körper 4 gezeigt werden, dass es sich

nicht um die Fortsetzung der Schwarzschiefeinheit bei 1000 m (Körper 5) handelt, sondern dass die Zusammensetzung derjenigen der Outokumpu-Formation ähnelt. Aber auch bei durchbohrten Sektionen liefert der Vektor des magnetischen Feldes wichtige Information, zum Beispiel bezüglich der Heterogenität der Verteilung der magnetischen Mineralien in der Schwarzschiefeinheit zwischen 80 m und 300 m (Körper 2).

7.3 Vergleich mit Kerndaten

Bohrkerne werden benutzt, um eine Vielzahl an Messungen unter Laborbedingungen durchzuführen. Dazu zählen auch strukturgeologische und gesteinsmagnetische Untersuchungen, mit deren Hilfe man anisotrope Eigenschaften des Gesteins, wie z.B. den Vektor der remanenten Magnetisierung, hydraulische Leitfähigkeit oder die Richtung von Scherissen, bestimmen kann. Zur Bohrkernentnahme werden spezielle Bohrköpfe verwendet, die mehrere Meter Bohrkern erbohren und fixieren. Diese Probe kann dann geborgen werden. Bei dieser Methode kommt es aber durch Störungszonen im Gestein (Risse, Klüfte, Lockergesteine etc.) häufig zu Kernverlusten und Brüchen des Kerns, sodass ein Bohrkern nicht immer die lückenlose Lithologie des die Bohrung umgebenden Gesteins darstellt. Außerdem können die einzelnen Segmente innerhalb eines einzelnen Bohrkerns und auch die Bohrkern, aufgrund der Kernverluste und der Förderungstechnik, untereinander um die Symmetrieachse des Bohrgestänges verdreht sein. Dies führt besonders bei geneigten Bohrlöchern zu zusätzlichen Fehlern bei der Interpretation der richtungsabhängigen Größen. In Abbildung 7.4 ist ein typischer Bohrkern aus der Tiefbohrung Outokumpu gezeigt. Durch die Kernverluste ist eine exakte Einordnung der Tiefe und der Orientierung einer Probe in der Regel nicht möglich.



Abbildung 7.4: Bohrkernproben aus dem Teufenbereich 1323.7 m bis 1340.0 m.

Die dreikomponentigen Bohrlochmagnetikdaten und die daraus berechneten Vektoren der natürlichen, remanenten Magnetisierung können nun dazu verwendet werden, Bohrkernproben sowohl in der Teufe als auch in der Deklination zu orientieren. Dazu werden gesteinsmagnetische Untersuchungen an der Bohrkernen mit den In-Situ bestimmten Ei-

enschaften des umgebenen Gesteins verglichen. Die hier verwendeten Daten der Kernproben wurden von Dietze und Kontny (2011) und Airo et al. (2011) gemessen.

7.3.1 Teufenkorrektur der Bohrkerne

Der erste Schritt bei der Reorientierung ist die Einordnung der Teufe der Probe. Dazu werden die an der Probe gemessenen Suszeptibilitäten χ_P mit den Suszeptibilitätslog χ aus der Bohrung verglichen. Mit Hilfe des Programms WellCad (Advanced Logic Technology 2009) werden charakteristische Signale aus beiden Quellen in Deckung gebracht und die zwischen diesen Abschnitten liegenden Teufenintervalle linear interpoliert. Da sich sowohl die Suszeptibilitätsmessungen am Kern, als auch die Entnahme der Kernproben auf dasselbe Kern-Koordinatensystem beziehen, ist damit eine Teufenkorrektur der Kernproben möglich. In Abbildung 7.5 sind links die unkorrigierten und rechts die teufenkorrigierten Kerndaten mit dem Referenzsuszeptibilitätslog verglichen.

7.3.2 Vergleich der Magnetisierung

In diesem Abschnitt werden die teufenkorrigierten Kernproben mit den aus den GBM-Daten berechneten Magnetisierungen im Bereich der Outokumpu-Formation verglichen. Für die NRM aus den GBM-Daten werden die Ergebnisse des Bosum-Modells und die der numerischen Simulation verwendet. In Abbildung 7.6 c) bis e) sind die Magnetisierungen in den drei Komponenten Nord, Ost und Vertikal (abwärts) des geografischen Referenzsystems aufgetragen. Aus diesen Daten wurde der Betrag der Magnetisierung berechnet (Abb. 7.6 b). Ganz links (Abb. 7.6 a) ist das lithologische Profil eingezeichnet, wie es aus den Kernproben ermittelt wurde. Die Teufenkorrektur der Kernproben erlaubt somit auch eine Korrektur des Profils der Bohrung.

Die Teufenbereiche, in denen der Betrag der Magnetisierung größer als 0.5 A/m ist (Abb. 7.6 b), stimmen für alle vier Datensätze gut überein. Dies sind im Wesentlichen die drei magnetisierten Sektionen, wie sie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben wurden. In den Bereichen niedriger Magnetisierung ($M_{Total} < 0.5$ A/m) zeigt sich eine deutliche Abweichung zwischen den Ergebnissen des Bosum-Modells zu den Kernproben. Diese Abweichung ist auf das nicht vollständig entfernte Hintergrundfeld zurückzuführen. Ergebnisse der numerischen Simulationen liegen hier nicht vor, da nur die stark magnetisierten Bereiche modelliert wurden.

Für die drei magnetisierten Sektionen A, B und C liegen aus dem Bosum-Modell, aus den numerischen Simulationen und aus den Kernproben Daten über den Betrag der Magnetisierung vor. In Tabelle 7.1 wird der Mittelwert und die Standardabweichung der Magnetisierung in diesen drei Sektionen aufgetragen.

Die mittlere Stärke der Magnetisierung stimmt zwischen den Kernproben und den Ergebnissen der numerischen Simulation für die Sektion A und C gut überein. Die Magnetisierung aus dem Bosum-Modell ist in diesen Sektionen geringer, was mit der größeren Ausdehnung der Schichten in diesem Modell zusammen hängt (siehe Abschnitt 6.3).

Die aus den Kernproben bestimmte Magnetisierung ist in Sektion B deutlich größer als die aus dem Bosum-Modell und der aus der numerischen Simulation bestimmten. Außerdem weisen die Kern-Daten hier eine große Variation auf. Hier zeigt sich der Vorteil der Bestimmung der Magnetisierung aus Bohrlochmessungen. Während die Kernproben

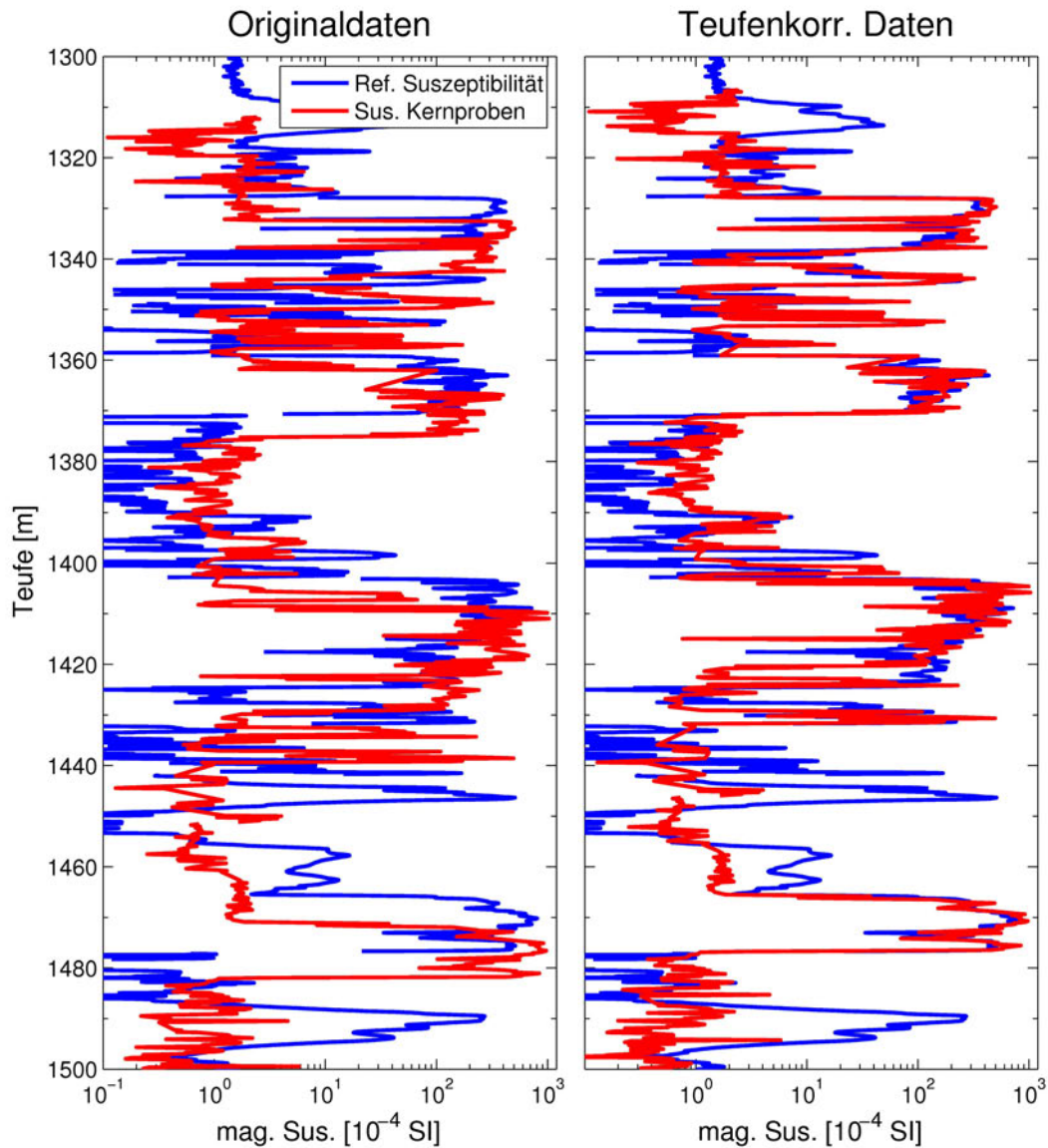


Abbildung 7.5: Vergleich der originalen (links) und teufenkorrigierten (rechts) magnetischen Suszeptibilitätsdaten des Bohrkerns mit einer Bohrlochmessung. Datenlücken sind verursacht durch negative Suszeptibilitäten.

Sektion	Bosum-Modell M_{Total} [A/m]	numerische Simulation M_{Total} [A/m]	Kernproben M_{Total} [A/m]
A	2.3 ± 1.2	4.4 ± 1.8	4.0 ± 4.4
B	2.3 ± 2.7	2.1 ± 1.6	21.0 ± 45.2
C	2.9 ± 2.6	4.2 ± 2.7	4.6 ± 8.8

Tabelle 7.1: Vergleich der Mittelwerte und der Standardabweichungen des Betrages der Magnetisierung der drei unterschiedlichen Modelle für die Sektionen A, B und C der Outokumpu-Formation.

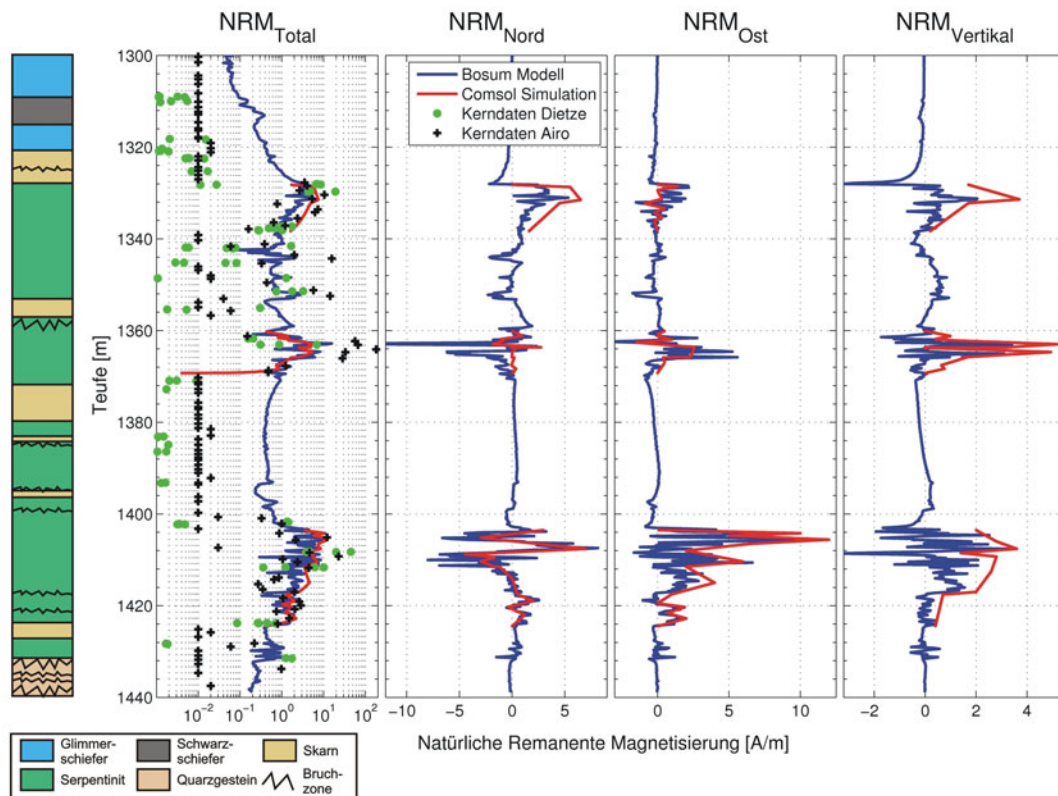


Abbildung 7.6: Vergleich zwischen den berechneten Magnetisierungen (Bosum-Methode blau, numerische Simulation rot) und den Messungen an den Kernproben (Dietze und Kontny (2011), grün; Airo et al. (2011), schwarz). a) Lithologisches Modell der Outokumpu-Formation (Dietze und Kontny 2011), b) Kernproben-Daten und totale Magnetisierung berechnet aus den einzelnen Komponenten, logarithmische Skalierung, c-e) Magnetisierung in den Komponenten des geografischen Referenzsystems.

nur ein sehr kleines Probenvolumen ($\sim \text{cm}^3$) darstellen, wird bei den GBM-Messungen die nähere Umgebung mit berücksichtigt. Damit sind die Ergebnisse über ein größeres Volumen gemittelt und nicht so empfindlich bezüglich der Heterogenität des Gesteins.

Ein weiterer Parameter, welcher sowohl an den Kernproben, als auch aus den GBM-Daten bestimmt wurde, ist der Königsberger-Faktor (Q-Faktor). Dieser gibt das Verhältnis zwischen der remanenten Magnetisierung und der induzierten Magnetisierung an. In Abbildung 7.7 sind die Verteilung des Q-Faktors für die drei stark magnetisierten Sektionen, berechnet nach den numerischen Simulationen, aufgetragen. Die Mittelwerte der Kernproben in diesen Bereichen (schwarz gestrichelt) ergeben sich zu 2.6, 19.6 und 2.5. Die Mediane der Verteilungen der GBM-Daten, berechnet mit den numerischen Simulationen, folgen zu 4.6, 3.4 und 4.3. Die Mediane der Q-Faktoren, berechnet nach dem Bosum-Modell, folgen zu 2.2, 2.7 und 3.1, wobei hier der zweite Wert aufgrund der nicht berücksichtigten Schichtneigung nur eingeschränkt mit den anderen vergleichbar ist.

Die große Abweichung des Q-Wertes der Kernproben in Sektion B folgt aus den teilweise sehr großen remanenten Magnetisierung von bis zu 182 A/m. In Sektion A und C

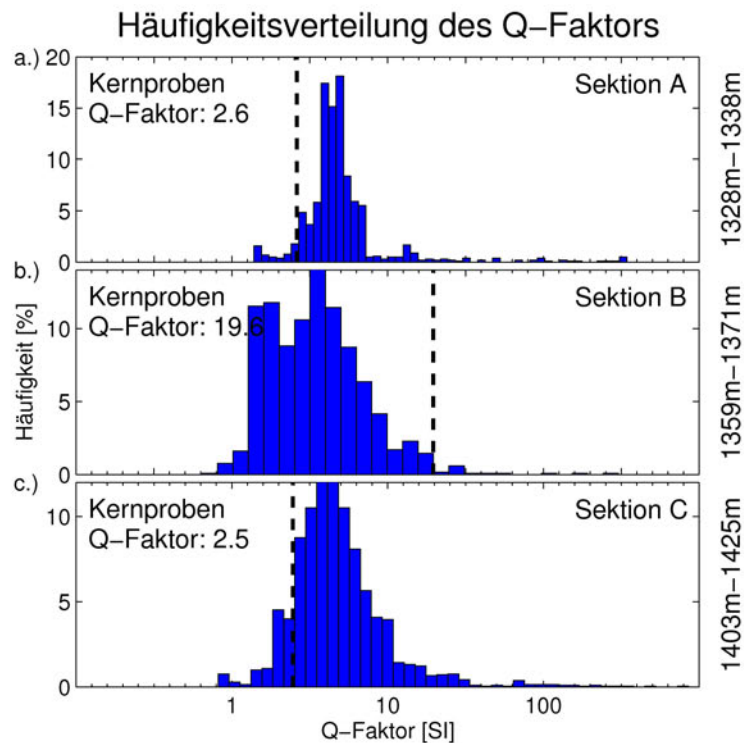


Abbildung 7.7: Verteilung des Königsbergerfaktors (Q) in den drei magnetisierten Sektionen A, B und C in der Outokumpu-Formation, bestimmt aus den numerischen Simulationen. Median der Verteilung in den Sektionen 1, 2 und 3: 4.6, 3.4 und 4.3. Schwarzgestrichelt: Mittlerer Q-Faktor bestimmt aus Kernproben.

liegen die mit dem numerischen Modell bestimmten Q-Faktoren über den der Kernproben. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass in dem großen, mit dem GBM untersuchten Gesteinsvolumen eine andere mittlere mineralogische Zusammensetzung herrscht, als in den kleinen Kernproben. So könnte zum Beispiel mehr monoklines Pyrrhotin enthalten, oder die Korngröße des Magnetits kleiner sein (Airo et al. 2011).

7.3.3 Reorientierung der Bohrkerne

Der im Labor gemessene Vektor der Magnetisierung der Kernproben wird im Koordinatensystem der Bohrung beschrieben. In diesem liegt die vertikale Komponente parallel zu der Symmetrieachse des Korns und ist nach unten positiv definiert. Die Nord- und die Ostkomponente stehen jeweils senkrecht zueinander und zur Vertikalkomponente. Die Magnetisierung, welche aus den GBM-Daten berechnet wurde, ist dagegen im Referenzsystem der Erde (Nord, Ost, Abwärts) gegeben. Daher müssen zunächst beide Magnetisierungsvektoren in demselben System vorliegen, um dann durch Vergleich mit den GBM-Daten die Kernproben durch eine geeignete Drehung um die Symmetrieachse der Bohrung zu reorientieren.

Bevor die eigentliche Reorientierungsprozedur beginnen kann, müssen die Magnetisierungsvektoren, berechnet aus den GBM-Daten, an den Stellen bestimmt werden, an denen Kernproben vorliegen. Aufgrund der Ungenauigkeiten bei der Berechnung der Ma-

gnetisierung aus den GBM-Daten, bzw. wegen der Streuung der Magnetisierung der Kernproben werden hierfür nur Punkte verwendet, an denen die Magnetisierung größer als 0.5 A/m ist. In Abbildung 7.8 ist die Inklination und die Deklination der Magnetisierung, berechnet nach dem Bosum-Modell (blau), bzw. nach der numerischen Simulationen (rot) im Bereich der Outokumpu-Formation im geografischen Referenzsystem dargestellt.

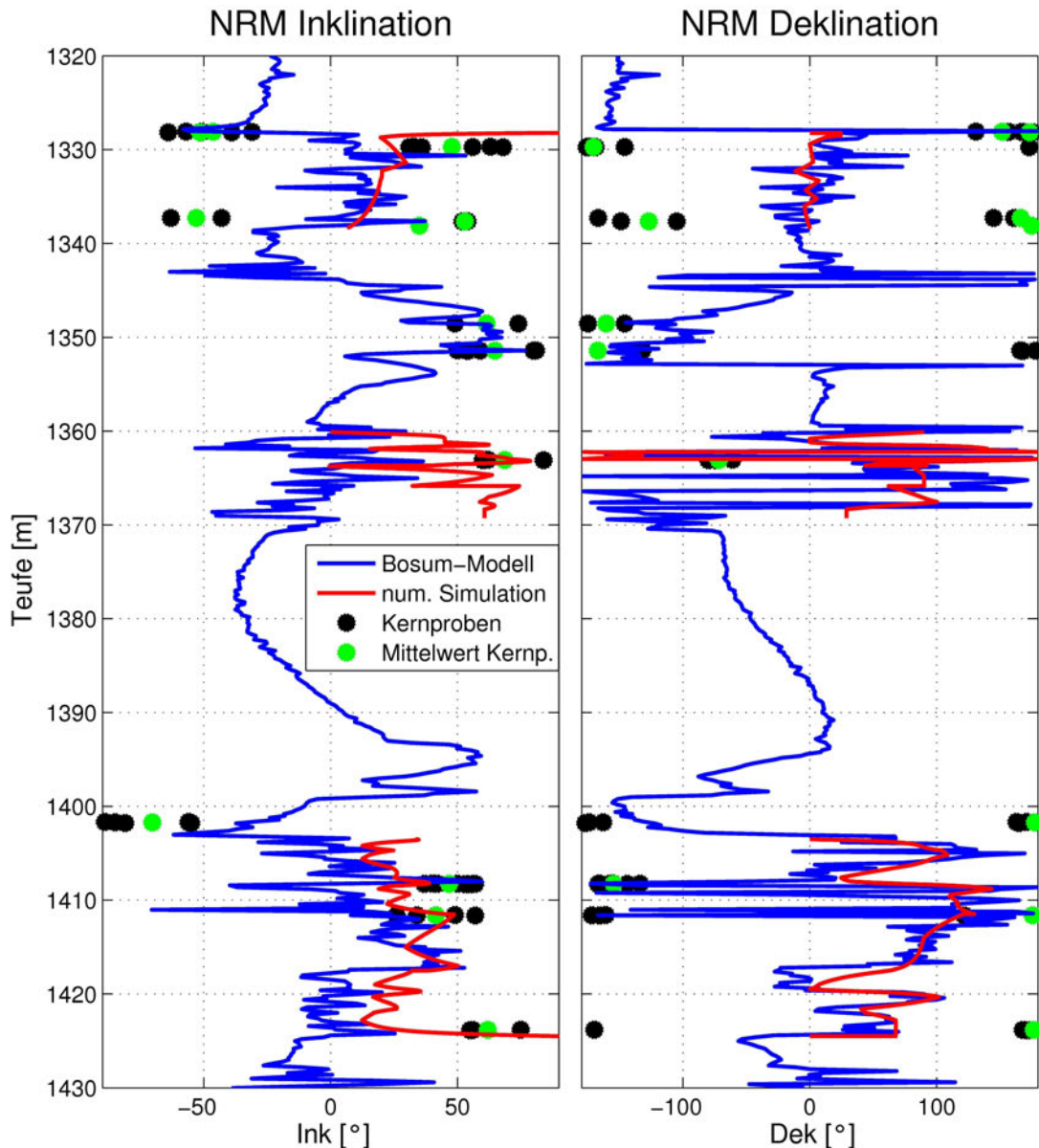


Abbildung 7.8: Vergleich der Deklination und Inklination der NRM von unorientierten Kernproben (Punkte) mit den Ergebnissen des Bosum-Modells (blau) und der numerischen Simulationen (rot) im Bereich der Outokumpu-Formation.

Die Kernproben von Dietze und Kontny (2011) bestehen in der Regel aus Proben-scharen, welche aus gleicher oder sehr ähnlicher Teufe gewonnen wurden. Aufgrund der

Heterogenität des durchbohrten Gesteins weisen diese aber teilweise starke Variationen in Stärke und Richtung auf. Beispielhaft wird in Tabelle 7.2 die Probenschar um 1351.4 m vorgestellt.

Teufe [m]	M_{Total} [A/m]	Ink [°]	Dek [°]
1351.40	1.17	228	81
1351.40	3.25	166	50
1351.44	1.67	224	80
1351.44	1.77	178	59
1351.47	0.74	168	54

Tabelle 7.2: Betrag und Richtung des Magnetisierungsvektors, gemessen an Kernproben (Dietze und Kontny 2011). Mittelwerte und Standardabweichungen: $\overline{M}_{Total} = (1.7 \pm 0.9)$ A/m, $\overline{Ink} = (65 \pm 15)^\circ$, $\overline{Dek} = (193 \pm 31)^\circ$.

Die Mittelwerte und Standardabweichungen für diese Schar ergeben sich zu $\overline{M}_{Total} = (1.7 \pm 0.9)$ A/m, $\overline{Dek} = (65 \pm 15)^\circ$ und $\overline{Ink} = (193 \pm 31)^\circ$. Für die weitere Auswertung wird der Mittelwert für Proben mit ähnlicher Teufe analog berechnet. In Abbildung 7.8 sind die Richtungen der einzelnen Proben (schwarz) und der Mittelwert der Probenschar (grün) aufgetragen. Die hier gezeigten Daten stammen von nicht orientierten Kernproben.

Ein Vergleich zwischen der Magnetisierungsrichtung, ermittelt nach dem Bosum-Modell, mit den Ergebnissen der numerischen Simulation zeigt, dass die Deklination mit beiden Verfahren ähnliche Ergebnisse liefert. Einzig im unteren Bereich der Sektion B (1364 m - 1369 m) ist eine größere Abweichung (80° numerischen Simulation zu 170° Bosum-Modell) vorhanden. Dies ist auf die Schichtneigung zurückzuführen, welche nur in der numerischen Simulation berücksichtigt wurde. Aufgrund der höheren räumlichen Auflösung zeigt die Deklination nach dem Bosum-Modell eine größere Variation.

Bei der Inklinations sind die Abweichungen zwischen den Ergebnissen beider Methoden größer. Die Inklinations nach der numerischen Simulation liegt im Schnitt 15° über der des Bosum-Modells. Dies ist auf die geringere Vertikal-Komponente der nach Bosum berechneten Magnetisierung zurückzuführen (siehe oben). Im Bereich der zweiten Sektion, und damit in der geneigten Schicht, ist die Abweichung mit ca. 60° deutlich größer. Das begründet sich, analog zur Deklination, auf den geneigten Schichten in diesem Teufenintervall.

In den Teufenbereichen der numerischen Simulationen werden diese Inklinations und Deklinationen als Vergleichsdaten für die Kernproben verwendet. Für die anderen Bereiche werden die Ergebnisse des Bosum-Modells verwendet.

Die Abfolge der Reorientierung der Bohrkern ist in Abbildung 7.9 illustriert. Der erste Schritt (7.9 a) ist die Berechnung der natürlichen remanenten Magnetisierung des durchbohrten Gesteins im Referenzsystem Nord, Ost und Vertikal abwärts. Dies wurde bereits in Abschnitt 6.2.2 vorgestellt. In Abbildung 7.9 sind die mit dem GBM bestimmte NRM gelb (vertikale Komponente), orange (horizontale Komponente) und rot (Gesamtvektor) eingezeichnet. Die Deklination im Referenzsystem wird mit α und die Inklinations mit β bezeichnet.

Im zweiten Schritt (7.9 b) wird ein weiteres Koordinatensystem eingeführt, welches als Bohrlochsystem (blau) bezeichnet werden soll. In diesem System fällt die vertikale

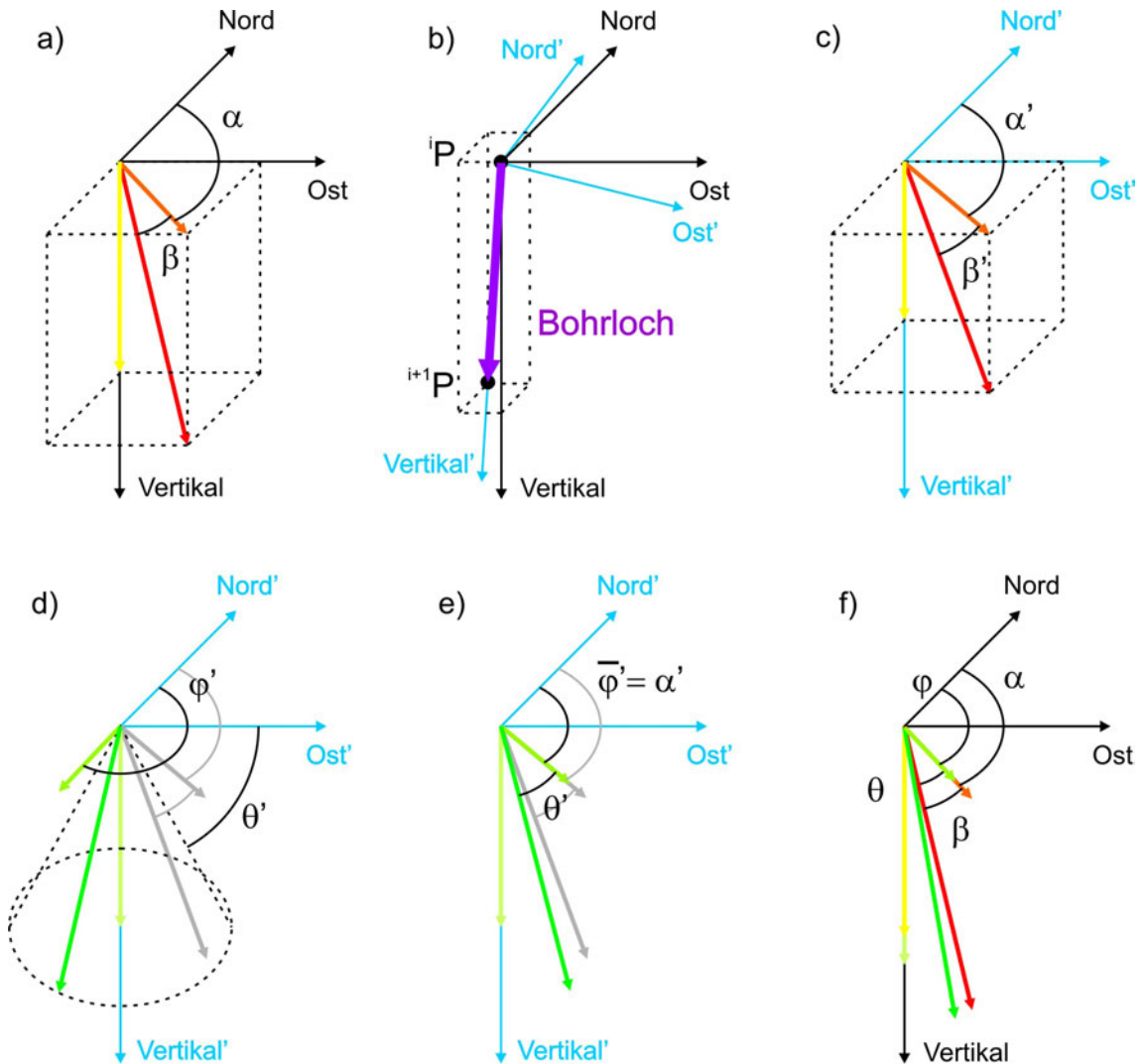


Abbildung 7.9: Schematische Darstellung der Reorientierung der Bohrkerne. a) NRM (gelb: Vertikalkomp., orange: Horizontalkomp., rot: Gesamtvektor) bestimmt mit dem GBM im geografischen Referenzsystem (Nord, Ost, Vertikal), b) Berechnung des Bohrlochsystems (BLS) aus dem Richtungsvektor der Bohrung (violett) zwischen den Punkten P und P_{i+1} , c) NRM des GBM projiziert in das Bohrlochsystem, d) NRM (grün) aus Kernprobe im BLS, Deklination unbestimmt, NRM des GBM in Grau, e) Drehung des NRM-Vektors im BLS auf GBM-Deklination, f) Projektion zurück in das Referenzsystem. Vertikal-, Horizontal- und Totalkomponente der GBM-Daten in Gelb, Orange und Rot, für die Kernprobe in Hell-, Mittel- und Dunkelgrün.

Achse mit dem Richtungsvektor der Bohrung (lila) in der betrachteten Teufe zusammen. Der Richtungsvektor wird aus dem Bohrlochverlauf (siehe Abschnitt 5.4) berechnet. Dazu wird zunächst der Differenzenvektor für alle Komponenten berechnet:

$$\Delta^i P_N = {}^{i+1}P_N - {}^iP_N, \Delta^i P_O = {}^{i+1}P_O - {}^iP_O, \Delta^i P_V = {}^{i+1}P_V - {}^iP_V. \quad (7.1)$$

Die Indices N, O, V stehen für die Nord-, Ost-, bzw. Vertikalkomponente. Durch die zerklüftete Oberfläche der Bohrlochwand im Bereich der Outokumpu-Formation führt die Sonde kleine Neigungsänderungen aus, die nicht repräsentativ für die Neigung des Bohrkerns sind. Aus diesem Grund werden die Differenzenvektoren noch mit einem gleitenden Mittelwert mit einer Fensterbreite von 5 m geglättet.

Der Vektor der In-situ bestimmten Magnetisierung wird nun mittels einer Drehung um eine geeignete Achse in das Bohrlochsystem projiziert. Die Rotationsachse \vec{a} wird aus dem normierten Kreuzprodukt mit der vertikalen Achse des Referenzsystems ($\vec{v} = (0, 0, 1)$) gebildet:

$$\vec{a} = \frac{\Delta^i \vec{P} \times \vec{v}}{|\Delta^i \vec{P} \times \vec{v}|}. \quad (7.2)$$

Mit der Drehmatrix (Bronstein et al. 2001, z.B.)

$$\mathbf{D}(\vec{a}, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi + a_1^2 (1 - \cos \varphi) & a_1 a_2 (1 - \cos \varphi) - a_3 \sin \varphi & a_1 a_3 (1 - \cos \varphi) + a_2 \sin \varphi \\ a_1 a_2 (1 - \cos \varphi) + a_3 \sin \varphi & \cos \varphi + a_2^2 (1 - \cos \varphi) & a_2 a_3 (1 - \cos \varphi) - a_1 \sin \varphi \\ a_1 a_3 (1 - \cos \varphi) - a_2 \sin \varphi & a_2 a_3 (1 - \cos \varphi) + a_1 \sin \varphi & \cos \varphi + a_3^2 (1 - \cos \varphi) \end{pmatrix}, \quad (7.3)$$

welche die Drehung um die Achse \vec{a} beschreibt, und der Bohrlochinklination (φ):

$$\varphi = \arctan \left(\frac{\sqrt{\Delta P_N^2 + \Delta P_O^2}}{\Delta P_V} \right) \quad (7.4)$$

wird nun der NRM-Vektor (\vec{M}_{GBM}) aus dem Referenz- in das Bohrlochsystem projiziert (Abbildung 7.9 c):

$$\vec{M}'_{GBM} = \mathbf{D}(\vec{a}, \varphi) \cdot \vec{M}_{GBM}. \quad (7.5)$$

Im Bohrlochsystem ist die Inklination und die Deklination der NRM der Kernproben (\vec{M}'_{Kern}) definiert (Abbildung 7.9 d). Die Inklinationen der beiden Magnetisierungsvektoren können nun direkt verglichen werden und sollten möglichst ähnlich sein. In Abbildung 7.10 sind die Inklinationen und Deklinationen im Bohrlochsystem dargestellt. Da, wie oben beschrieben, mehrere Kernproben bei einer Teufe analysiert wurden, sind hier die Mittelwerte mit der Standardabweichung aufgrund der Streuung der Einzelergebnisse in Blau aufgetragen. Im Vergleich zu diesen Kernproben fällt auf, dass der Betrag der Inklinationen, welche mit dem GBM bestimmt wurden, immer geringer sind. Eine mögliche Ursache hierfür ist eine Veränderung des Magnetisierungsvektors der Proben aufgrund des Bohrvorganges oder die anschließenden Lagerung. Bei der Bohrung kann ein magnetisierter Bohrkopf die Magnetisierungsrichtung des äußeren Bereichs des Kerns beeinflussen. Einen weiteren Einfluss auf die Magnetisierung hat die Lagerung der Proben. Diese werden normalerweise waagerecht gelagert, sodass das Erdmagnetfeld nun in einem

anderen Winkel zu der Gesteinsprobe steht, als in der natürlichen Anordnung. Um den Einfluss dieser nachträglichen, künstlichen Veränderungen der Proben zu untersuchen, wurden einige schrittweise thermisch entmagnetisiert (Dietze und Kontny 2011). Mit dieser Methode wird der viskose Anteil der Magnetisierung, welcher durch die Präparation der Proben beeinflusst wurde, entfernt und die ursprüngliche remanente Magnetisierung bestimmbar. Die Inklinationen dieser paläomagnetischen remanenten Magnetisierungen (PRM) ist in Abbildung 7.10 in türkis eingezeichnet.

Die Differenz zwischen den PRM- und den GBM-Daten ist kleiner, als die zu den NRM-Daten der nicht entmagnetisierten Kernproben. Die große Abweichung der vierten Probengruppe zu den Kernproben in der unmittelbaren Umgebung, sowie zu den GBM-Daten könnte auf eine Vertauschung der Vertikalkomponente des Probenzylinders hindeuten (Dietze, pers. comm.). Die Ursache der Abweichung der siebten Probe ist nicht bekannt. Wenn man diese beiden Proben vernachlässigt, und den Mittelwert der Differenzen zwischen den NRM-Daten und den GBM-Daten bestimmt, erhält man $\Delta\bar{\varphi}'_{GBM,NRM} = 20^\circ$ mittlere Abweichung. Vergleicht man die GBM- mit den PRM-Daten ist die mittlere Abweichung $\Delta\bar{\varphi}'_{GBM,PRM} = 10^\circ$. Diese Restdifferenz zur paläomagnetischen Inklination kann auch durch eine fehlerhafte Berechnung der Magnetisierung aus den GBM-Daten herrühren. Für die weiteren Verarbeitungsschritte werden für den Magnetisierungsvektor der Kernproben, wenn vorhanden, die PRM-Daten genutzt, ansonsten werden die NRM-Daten verwendet. Die Streuung der Inklination und der Deklination der Kernproben wird durch die mittlere Standardabweichung der einzelnen Proben berücksichtigt. Diese ergibt sich zu 13° , bzw. 19° .

Nachdem nun sowohl die Kern-, als auch die GBM-Daten im Bohrlochsystem vorliegen, wird die Deklination der Kern-Daten (θ'_{Kern}) gleich der Deklination der GBM-Daten (θ'_{GBM}) gesetzt (siehe Abbildung 7.9 e):

$$\theta'_{Kern} = \theta'_{GBM} \quad (7.6)$$

Dies entspricht der Reorientierung der Kerne im Bohrlochsystem.

Der letzte Schritt ist die Rücktransformation des Vektors der remanenten Magnetisierung der Kernproben in das Referenzsystem. Dazu wird die Rotation aus Gleichung 7.5 umgekehrt (siehe Abbildung 7.9 f):

$$\vec{M}_{Kern} = \mathbf{D}^{-1}(\vec{d}, \varphi) \cdot \vec{M}'_{Kern}. \quad (7.7)$$

In Abbildung 7.11 sind die Inklinationen und Deklinationen der reorientierten Kernproben mit den Ergebnissen der GBM-Messung verglichen.

Die mittlere Abweichung zwischen der Inklination der Magnetisierung, berechnet aus den GBM-Daten und der Inklination der Magnetisierung der reorientierten Kernproben beträgt im Referenzsystem $\Delta\bar{\varphi}_{GBM,Kern} = 13^\circ$.

Die Winkel, um die die Bohrkern um die Bohrlochachse gedreht werden müssen, sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Die Unsicherheit der Reorientierung beträgt $\pm 20^\circ$. Dieser Fehler setzt sich zusammen aus der Streuung der NRM-Richtung in den Probenscharen und Unsicherheit der Berechnung der Magnetisierung aus den GBM-Daten.

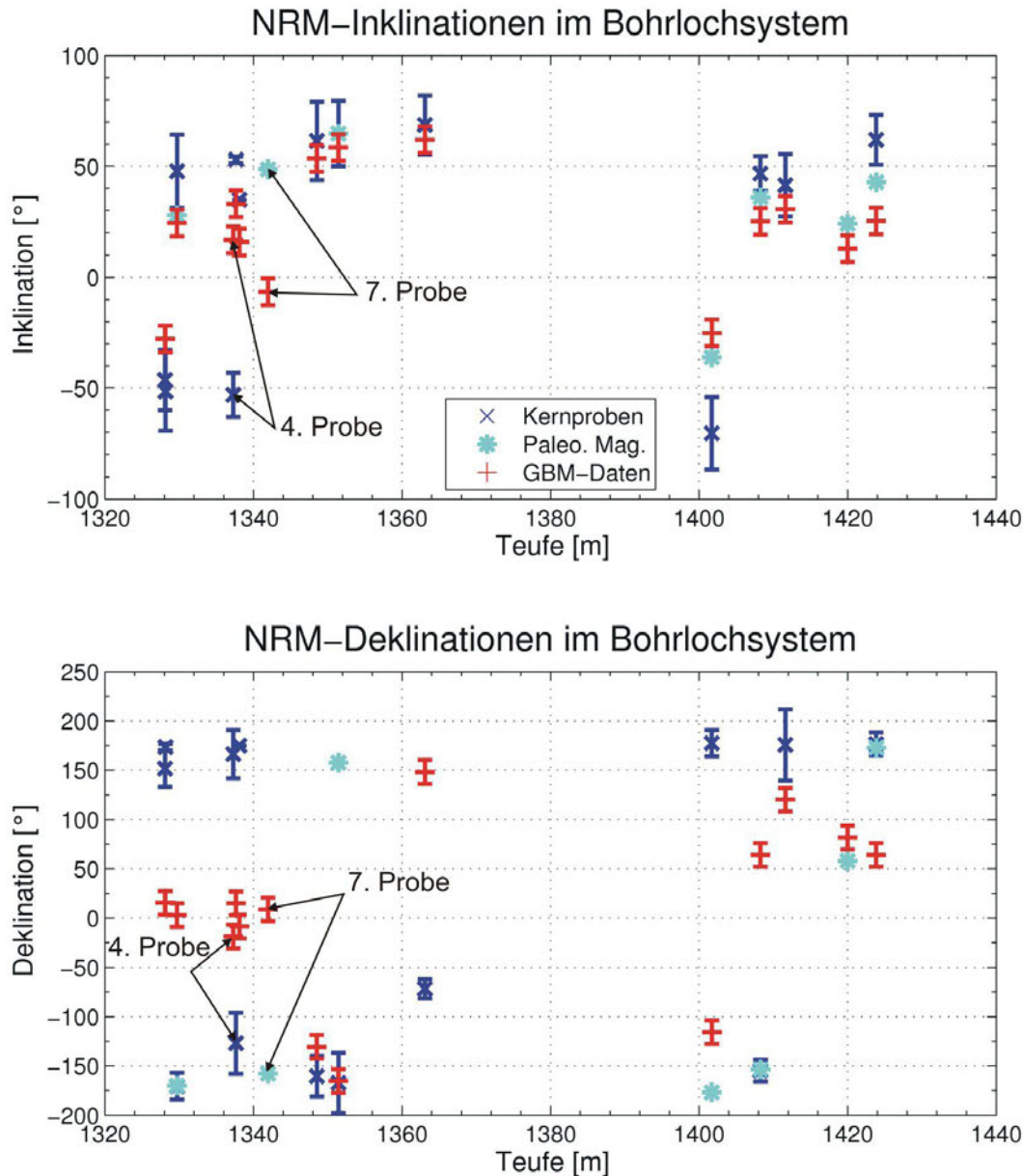


Abbildung 7.10: Vergleich der Inklination und der Deklination der NRM in dem Bohrlochsystem, bestimmt mit dem GBM (Rot) und aus Kernproben (Dietze und Kontny (2011); Airo et al. (2011), Blau, Streuung aufgrund mehrerer Proben an ähnlicher Teufe), sowie die paläomagnetische Inklination (türkis)

Probennr.	1	2	3	4	5	6	7	8
Winkel [°]	-136	-158	173	175	142	176	167	30
Probennr.	9	10	11	12	13	14	15	
Winkel [°]	37	-140	61	-142	56	24	-109	

Tabelle 7.3: Nötiger Drehwinkel um die Bohrlochachse, um die Kernproben an dem geografischen Referenzsystem zu orientieren.

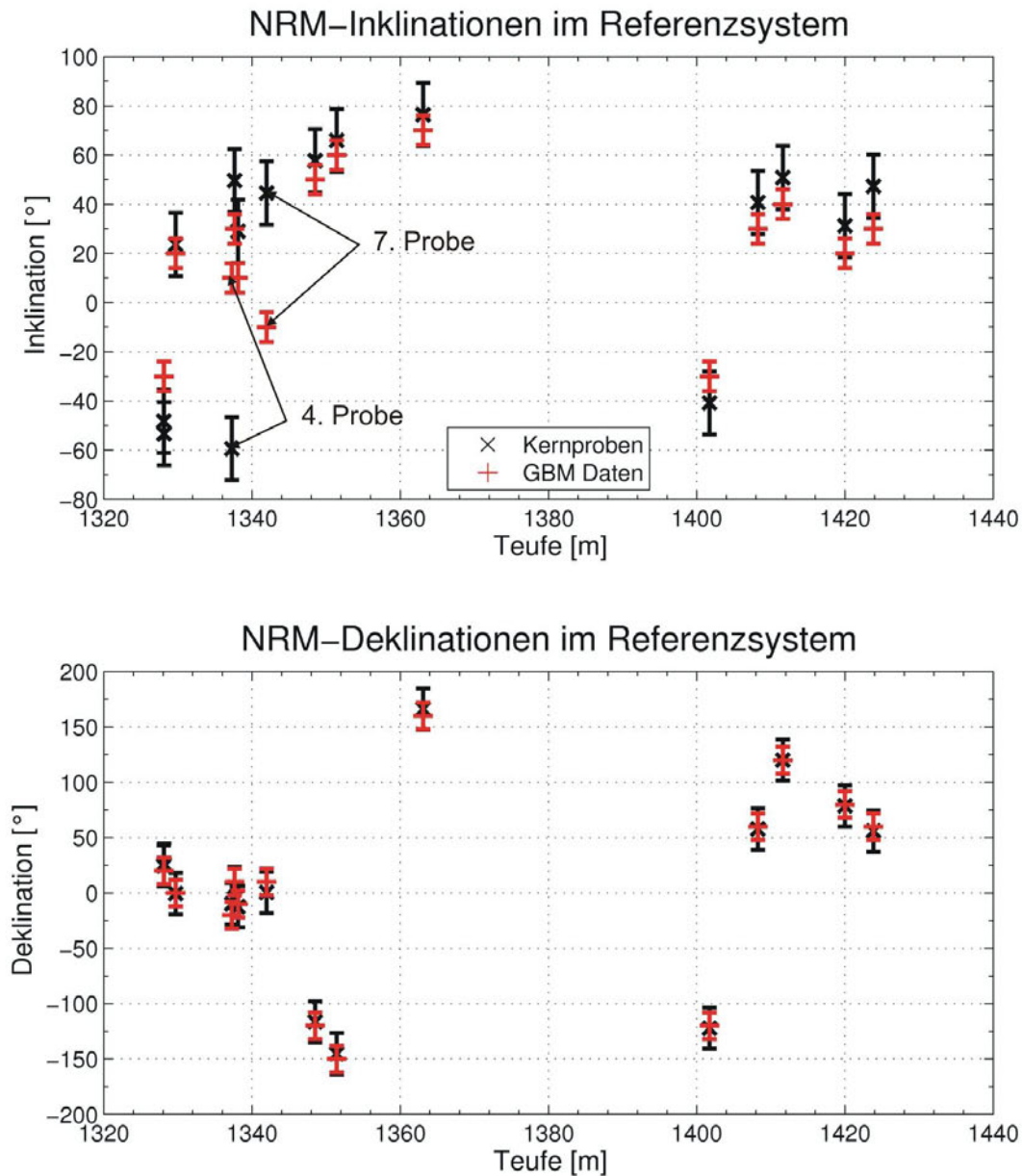


Abbildung 7.11: Vergleich der Inklination und der Deklination der NRM in dem Referenzsystem Nord, Ost, Abwärts, bestimmt mit dem GBM (Rot) und aus Kernproben (Dietze und Kontny (2011); Airo et al. (2011), schwarz). Wenn vorhanden, paläomagnetische Inklination und Deklination verwendet, ansonsten NRM aus Kernproben. Fehlerbalken: Mittelwert der Standardabweichung aller Kernproben.

8 Diskussion und Ausblick

Im Vergleich zu den bisher verwendeten dreikomponentigen Bohrlochmagnetometern ist es mit dem GBM möglich, das Magnetfeld und die Sondenorientierung kontinuierlich und mit großer Präzision zu messen. Durch die zusätzlichen Kalibriermessungen und die Weiterentwicklung der auswertenden Software ist es gelungen, eine Reproduzierbarkeit der Bohrlochmessungen von $\sigma_{Deklinat} = 0.8^\circ$ bzw. $\sigma_{Inklinat} = 0.08^\circ$ zu erreichen. Mit den reorientierten Magnetfelddaten konnte der Vektor der remanenten Magnetisierung und der strukturelle Aufbau in drei separaten Sektionen der Outokumpu-Formation mittels numerischer Simulation bestimmt werden. Dies führte unter Anderem zur Erkenntnis, dass die Sektionen seit der Aufprägung der Magnetisierung vor ca. 1.9 Ga unterschiedlich deformiert wurden.

Ferner wurden die langwelligen Anteile der Magnetfelddaten in Kombination mit seismischen Profilen ausgewertet, um die mineralogische Zusammensetzung der näheren Umgebung zu bestimmen. Hier konnte zwischen drei verschiedenen Magnetisierungsstärken unterschieden werden. Die stark magnetisierten Einheiten werden mit der Outokumpu-Gesteinszusammensetzung, die mittelstark magnetisierten Einheiten mit Schwarzschiefer und die schwach- bis unmagnetischen Einheiten mit Glimmerschiefer assoziiert.

Aus den Faserkreiselinformationen konnte auch der Verlauf der Bohrung bestimmt werden. Die Reproduzierbarkeit liegt hier bei 5 m in der horizontalen Ebene in einer Tiefe von 1440 m. Mit Hilfe der Kenntnis über den räumlichen Verlauf der Bohrung und der remanenten Magnetisierung des Gesteins, konnten Bohrkernproben mit einer Gesamtomagnetisierung größer als 0.5 A/m auf $\pm 20^\circ$ orientiert werden.

Die Genauigkeit der Messung und der Reorientierung wurde für die Outokumpu-Messung durch den Vergleich der sieben durchgeführten Messungen bestimmt. Da die Sonde bei jedem Durchgang aufgrund der Verwendung eines Zentrierers mit unterschiedlichen Einstellungen, bzw. ohne Zentrierer anders bewegt hat (z.B. Rotationen um die z-Achse zwischen 200° und -3610°) ist die Berechnung der Genauigkeit aus der Reproduzierbarkeit der Messungen zulässig. Allerdings kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, dass nicht eventuell doch ein systematischer Fehler durch den Reorientierungsalgorithmus oder durch eine nicht vollständige Sondenkalibrierung auftritt. Wenn sich dieser auf alle Messungen gleich auswirkt, würde die daraus resultierende Abweichung nicht durch den Vergleich der Daten untereinander erkannt werden. Eine Untersuchung der absoluten Genauigkeit wäre nur möglich, wenn man die Sonde in einem Bohrloch mit wohldefiniertem Verlauf und mit bekannter magnetischer Anomalie einsetzen würde. Dieser Test steht noch aus.

Die Kalibrierung der Sonde umfasst die wichtigsten Eigenschaften der Sensoren. Die

Heading-Fehler des Fluxgate-Sensors werden komplett bestimmt, die temperaturabhängige Drift der Faserkreisel ist bekannt, die Winkelfehler zwischen der Symmetrieachse des Sondengehäuses und den horizontalen Faserkreisel wurden gemessen, sowie die Verdrehung der Magnetfeldsensoren gegen die Faserkreisel um die horizontalen Achsen. Es gibt aber noch weitere Parameter, die sich auf die Reorientierungsgenauigkeit auswirken. Zum Beispiel wurden die Heading-Fehler der Fluxgate-Sensoren noch nicht systematisch auf eine Temperaturabhängigkeit untersucht. Diese könnte auch für die Winkelfehler des Faserkreisel systems in sich und zum Fluxgate-System eine Rolle spielen. Mit sich ändernder Temperatur könnten Spannungen in der Sonde auftreten, die sich auf die Ausrichtung der Sensoren auswirken. Die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der bereits bekannten Kalibrierparameter ist Ziel von zukünftigen Messungen.

Ferner sollen auch bisher vernachlässigte Größen überprüft, bzw. bestimmt werden. Dazu gehören zum Beispiel die vollständigen Heading-Fehler der Faserkreisel (Skalenfaktoren, Drift und Orthogonalität aller Achsen). Eine optimale Kalibrierung des GBM ist erreicht, wenn die Lage der Koordinatensysteme der Faserkreisel und der Fluxgate-Sensoren zu dem Sondengehäuse eindeutig bestimmt worden ist.

Die Bestimmung der Magnetisierung aus den reorientierten Magnetfelddaten nach dem Bosum-Modell ist nur für bestimmte, geologische Sonderfälle, wie weit ausgedehnte horizontale Schichten sinnvoll. Im Falle der Outokumpu-Bohrung ist die vorhandene Struktur der magnetisierten Gesteine, besonders in der Outokumpu-Formation, zu komplex, um sie mit diesem einfachen Modell erklären zu können. Die daraufhin durchgeführten numerischen Simulationen mit zentriert durchbohrten elliptischen Zylinderscheiben eignen sich besser für die Interpretation der Daten. Allerdings zeigt sich auch hier ein negativer Einfluss der inhomogenen Struktur. So ist die zum Beispiel der untere Bereich der Outokumpu-Formation (Sektion C) auch mit dem Modell aus elliptischen Zylinderscheiben nur bedingt interpretierbar. Dies liegt an dem unbekannten Hintergrundfeld, welches nicht konstant mit der Tiefe ist.

Die Bestimmung des Hintergrundfeldes ist nach wie vor von großer Wichtigkeit bei der Interpretation von Magnetikdaten und immer noch von der subjektiven Einschätzung der auswertenden Person abhängig. Für zukünftige Auswertungen in solch komplexen Formationen, wäre eine schrittweise Verkleinerung der Skala der verwendeten Modelle denkbar, so dass die modellierten Magnetfelder als Hintergrundfeld für das nächst kleinere Modell dienen.

Die Anpassung der Modellparameter per Hand ist ein langwieriger Prozess, bei dem eine Abschätzung der Eindeutigkeit des gewählten Modelles schwer ist. Hier wäre eine automatisierte Inversion, basierend auf analytischen oder semi-analytischen Modellen, besser geeignet. Damit könnten bekannte Verfahren, wie zum Beispiel eine Analyse der Sensitivitätsmatrix eingesetzt werden und die Güte des Modells zu bestimmen. Aus den numerischen Simulationen können aber Erkenntnisse gewonnen werden, die in die Entwicklung eines Inversionsalgorithmus einfließen werden. Als mögliche Modelle kommen hier eine Erweiterung des Bosum-Modells für elliptische und geneigte Zylinderscheiben in Betracht.

Eine weitere mögliche Grundgeometrie sind Ellipsoiden. Für diese Körper gibt es schon semi-analytische Lösungen für das Magnetfeld im Außenbereich (z.B. Emerson

et al. 1985). Außerdem weisen diese Körper bei induzierter Magnetisierung im Inneren eine homogene Magnetisierung auf, was die Berücksichtigung einer Bohrung durch den Körper vereinfacht.

Die erfolgreiche Reorientierung der Bohrkerne ist eine wichtige Neuerung für die Petrophysik. Somit ist es möglich, komplexe Messungen im Labor auf die reale Lage der Gesteinsproben unter Tage zu übertragen. Die in dieser Arbeit erreichte Genauigkeit von 20° setzt sich zusammen aus dem Fehler in der Magnetisierungsbestimmung mit dem GBM und der Streuung der Richtung der NRM aus den Kernprobenscharen. In weniger komplexen Formationen als in der Outokumpu-Bohrung sollte die Orientierung mit einer höheren Genauigkeit möglich sein.

Auch eine Verbesserung der Hardware ist bereits in der Entwicklung. Aufgrund der beschränkten Übertragungsrate der Daten an den Übertragerechner, werden bisher die Kreiselinformationen nur mit 1 Hz, bzw. 2 Hz (x-, y-Kreisel, bzw. z-Kreisel) ausgelesen. Im Falle schneller Drehungen und Vibrationen können somit bei der Berechnung der Sondenlage kleine Fehler entstehen, die sich über die gesamte Messung zu merklichen Abweichungen akkumulieren. Um die Abtastrate der Faserkreisel zu erhöhen, wird ein interner Speicher in der Sonde verbaut, auf den die Rotationsinformationen mit 20 Hz abgespeichert wird. Dieser kann dann nach der Messung ausgelesen werden.

Das langfristige Ziel ist die Erhöhung der Orientierungsgenauigkeit der Sonde um eine Größenordnung auf rund 0.1° Deklination und 0.01° Inklination. Somit könnten auch schwächer magnetisierte Bereiche von weniger als 0.1 A/m interpretiert werden, sowie Bohrkerne genauer reorientiert werden. Dies soll durch zusätzliche Kalibriermessungen und der verbesserten Abtastrate der Faserkreisel möglich werden.

Literaturverzeichnis

- Advanced Logic Technology, 2009, Wellcad Software Version 4.3, book 1 - Basics, V2009.02.19
- Airo, M. L., Säävuori, H., Vuoriainen, S., 2011, Petrophysical Properties of the Outokumpu Deep Drill Core and the Surrounding Bedrock, in Outokumpu Deep Drilling Project 2003-2010, (Hg.) I. T. Kukkonen, Geological Survey of Finland, special Paper 51, 63-82
- Auster, H.-U., 2000, Kalibrierung von Fluxgate-Magnetometern mittels Relativbewegung zwischen Sensor und Magnetfeld, Dissertation, Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik, TU Braunschweig, Braunschweig
- Bergmann, L., Schäfer, C., 2004, Bergmann-Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik, Walter de Gruyter, 10 Aufl.
- Bosum, W., 1992, Magnetic field measurements in the KTB Oberpfalz VB using three axis borehole magnetometer, Scientific Drilling, 3, 49–62
- Bosum, W., Rehli, H.-J., 1985, Bau und Erprobung eines 3D-Bohrlochmagnetometers, Geologisches Jahrbuch, E 28, 191–217
- Bosum, W., Scott, J. H., 1988, Interpretation of Magnetic Logs in Basalt, Hole 418A. Proceedings of the Ocean Drilling Program, in Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results, Vol. 102, (Hg.) M. H. Salisbury, J. H. Scott
- Bosum, W., Eberle, D., Rehli, H.-J., 1988, A Gyro-orientated 3-component Borehole Magnetometer for Mineral Prospecting, with Examples of its Application, Geophysical Prospecting, 36, 933–961
- Breiner, S., 1999, Applications Manual for Portable Magnetometers, Geometrics, San Jose, California
- Brockhaus, R., Alles, W., Luckner, R., 2011, Flugregelung, 3. Auflage, Springer
- Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G., Mühlig, H., 2001, Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch
- Buttkus, B., 1991, Spektralanalyse und Filtertheorie in der angewandten Geophysik, Springer-Verlag, 395 ff.

- Clark, D. A., Saul, S. J., Emerson, D. W., 1986, Magnetic and gravity anomalies of a triaxial ellipsoid, *Exploration Geophysics*, 17, 189–200
- Comsol, 2008a, AC/DC Module 3.5a, User's Guide
- Comsol, 2008b, Comsol Multiphysics 3.5a User's Guide, COMSOL Multiphysics
- Cook, R. L., Nicholson, J. W., Sheppard, M. C., Westlake, W., 1989, First real time measurement of downhole vibrations, forces, and pressure used to monitor directional drilling operations, in *Proc. SPE/IADC Drilling Conf.*, S. 283–290
- Dietze, F., Kontny, A., 2011, A Study of Rock Magnetic Properties of Serpentinites from the Outokumpu Deep Drill Hole, Finland., in *Outokumpu Deep Drilling Project 2003-2010*, (Hg.) I. T. Kukkonen, Geological Survey of Finland, special Paper 51, 133-155
- Ehmann, S., 2010, Messung und Simulation der Signale metallischer Störkörper in dreikomponentigen Magnetfelddaten, Diplomarbeit, Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik, TU-Braunschweig, Braunschweig
- Emerson, D. W., Clark, D. A., Saul, S. J., 1985, Magnetic exploration models incorporating remanence, demagnetization and anisotropy: HP 41C handheld computer algorithms, *Exploration Geophysics*, 16, 1–122
- Fieberg, F. C., 1994, Messung mit einem neuen Drei-Achs-Bohrlochmagnetometer in der Kontinentalen Tiefbohrung (KTB); Datenkorrektur, Ergebnisse und Interpretation, Dissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie, TU Braunschweig, Braunschweig
- Finlay, C. C., Maus, S., Beggan, C. D., Bondar, T. N., Chambodut, A., Chernova, T. A., Chulliat, A., Golovkov, V. P., Hamilton, B., Hamoudi, M., Holme, R., Hulot, G., Kuang, W., Langlais, B., Lesur, V., Lowes, F. J., Luhr, H., Macmillan, S., Manda, M., McLean, S., Manoj, C., Menvielle, M., Michaelis, I., Olsen, N., Rauberg, J., Rother, M., Sabaka, T. J., Tangborn, A., Toffner-Clausen, L., Thebault, E., Thomson, A. W. P., Wei, I. W. Z., Zvereva, T. I., 2010, International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation, *Geophys. J. Int.*, 183, 1216–1230, international Association of Geomagnetism and Aeronomy, Working Group V-MOD, DOI: 10.1111/j.1365-246X.2010.04804.x.
- Gaillot, P., Einaudi, F., Stoll, J., Leven, M., 2004, General-purpose inclinometry modules in highly magnetized formations: are borehole wall microresistivity images properly oriented?, in *Proc. ODP, Sci. Results*, 197, (Hg.) R. Duncan, J. Tarduno, T. Davies, D. Scholl, S. 1–22, Erhältlich unter: http://www-odp.tamu.edu/publications/197_SR/VOLUME/CHAPTERS/005.PDF
- Gallet, Y., Courtillot, V., 1989, Modeling magnetostratigraphy in a borehole, *Geophysics*, 75, 973–983
- Glaßmeier, K., Richter, I., Diedrich, A., Musmann, G., Auster, U., Motschmann, U., Balogh, A., Carr, C., Cupido, E., Coates, A., Rother, M., Schwingenschuh, K., Szegő, K., Tsurutani, B., 2007, RPC-MAG The fluxgate magnetometer in the ROSETTA plasma consortium, *Space Sci. Rev.*, 128, 649–670, doi:10.1007/s11214-006-9114-x

- Gubbins, D., 2004, Time Series Analysis and Inverse Theory for Geophysicists, Cambridge University Press, Cambridge
- Hattula, A., Paarma, H., 1981, Equipments used in Borehole Magnetometry at Rautaruuki Oy, in Collection of articles of a joint project Working Group of Geology, (Hg.) S. E. Hjelt, A. P. Phokin, department of Geophysics, University of Oulo, Report No. 1, 51-59
- Heinonen, S., Kukkonen, I. T., Heikkinen, P. J., Schmitt, D. R., 2011, High Resolution Reflection Seismics Integrated with Deep Drill Hole Data in Outokumpu, Finland, in Outokumpu Deep Drilling Project 2003-2010, (Hg.) I. T. Kukkonen, Geological Survey of Finland, special Paper 51, 105-118
- Kaye, B. H., 1993, Chaos and Complexity, Discovering the surprising patterns of science and technology, VCH, Weinheim
- Kern, H., Mengel, K., 2011, P- and S-Wave Velocities and Velocity Anisotropy of Core Samples from the Outokumpu 2500m Crustal Section: Implications for the Nature of Seismic Reflection, in Outokumpu Deep Drilling Project 2003-2010, (Hg.) I. T. Kukkonen, Geological Survey of Finland, special Paper 51, 83-94
- Kertz, W., Lauche, H., Maier, A., 1968, Magnetsrode - Lage und Einrichtung des Magnetischen Laboratoriums des Instituts, Insitut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, Braunschweig
- Klein, T., 2009, Kalibrierung und Messungen mit der Göttinger Bohrlochmagnetometersonde im Vogelsberg, Diplomarbeit, Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik, TU-Braunschweig, Braunschweig
- Kuhnke, F., Musmann, G., 1991, KTB high temperature triaxial magnetometer, Scientific Drilling, 2, 166–179
- Kukkonen, I. T. (Hg.), 2011a, Foreword, Introduction to the Outokumpu Deep Drilling Project 2003-2010, Geological Survey of Finland, special Paper 51, 11-16
- Kukkonen, I. T. (Hg.), 2011b, Outokumpu Deep Drilling Project 2003-2010, Geological Survey of Finland, special Paper 51
- Kukkonen, I. T., Lahtinen, R. (Hg.), 2006, Finnish Reflection Experiment FIRE 2001-2005. Geological Survey of Finland, Geological Survey of Finland, special Paper 43
- Kukkonen, I. T., Heikkinen, P., Ekdahl, E., Hjelt, S.-E., Yliniemi, J., Jalkanen, E., 2006, F. W. G., 2006, Aquisition and geophysical characteristics of reflection seismic data on FIRE transects, Fennoscandian Shield, in Finish Reflection Experiment 2001-2005, (Hg.) I. T. Kukkonen, R. Lahtinen, Geological Survey of Finland, special Paper 43, 13-43
- Lantto, V., 1973, Characteristic Curves for Interpretation of highly Magnetic Anomalies in Borehole Measurements, Geoexploration, 11, 75–85

- Ledroz, A. G., Pecht, E., Cramer, D., Mintchev, M. P., 2005, FOG-Based Navigation in Downhole Environment During Horizontal Drilling Utilizing a Complete Inertial Measurement Unit: Directional Measurement-While-Drilling Surveying, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 54, 1997–2006
- Lelièvre, P. G., Oldenburg, D. W., 2009, A 3D total magnetization inversion applicable when significant, complicated remanence is present, *Geophysics*, 74, L21–L30
- Levanto, A., 1959, A Three-Component Magnetometer for Small Drill Holes and its Use in ore Prospecting, *Geoph. Prosp.*, 7, 183–195
- Levanto, A., 1963, On magnetic measurements in drill holes, *Geoexploration*, 1, 8–20
- Leven, M., 1997, Entwicklung und Aufbau eines triaxialen Bohrlochmagnetometers für den Einsatz in tiefen Bohrungen zur Vertikalen Gradientensondierung, Dissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie, TU Braunschweig, Braunschweig
- Lühr, H., 1984, Magnetsrode: eine Einrichtung für magnetische Kalibrierungen und Testmessungen, *Geophysikalische Arbeiten sowie Mitteilungen aus Meteorologie und Astrophysik*, 42
- Li, Y., Oldenburg, D. W., 1996, 3-D inversion of magnetic data, *Geophysics*, 61, 394–408
- Li, Y., Oldenburg, D. W., 2000, Joint inversion of surface and three-component borehole magnetic data, *Geophysics*, 65, 540–552
- Litef, 2007, Technical Specifications, SFOG MFORS-36M, Litef GmbH
- Marjoribanks, R., 2003, AIG Handbook 5 - Structural Logging of Drill Core, The Australian Institute of Geoscientists
- Mueller, E., Morris, W., Killeen, P., Balch, S., 1997, Combined 3-D Interpretation of Airborne, Surface, and Borehole Vector Magnetism at the McConnell Nickel Deposit, in *Proceedings of Exploration 97: Fourth Decennial International Conference on Mineral Exploration*, (Hg.) A. G. Gubins, S. 657 – 666
- Parkinson, W. D., 1983, *Introduction to Geomagnetism*, Scottish Academic Press, Edinburgh
- Peltonen, P., Kontinen, A., Huhma, H., Kuronen, U., 2008, Outokumpu revisited: New mineral deposit model for the mantle peridotite-associated Cu-Co-Zn-Ni-Ag-Au sulphide deposits, *Ore Geology Review*, 33, 559–617
- Pesonen, L. J., Elming, S.-A., Mertanen, S., Pisarevsky, S., D'Agrella-Filho, M. S., Meert, J. G., Schmidt, P. W., Abrahamsen, N., Bylund, G., 2003, Paleomagnetic configuration of continents during the Proterozoic, *Tectonophysics*, 375, 289–324
- Pozzi, J. P., Martin, J. P., Pocachard, J., Feinberg, H., Galdeano, A., 1988, In-situ magnetostratigraphy: interpretation of magnetic logging in sediments, *Earth and Planetary Science Letters*, 88, 357–373

- Richter, I., 2010, Fluxgate Magnetometer Calibration, calibration Report, Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik der technischen Universität Braunschweig
- RobertsonGeologging, 2011, Datenblatt der Sonde "Gyroscopic Verticality Probe", <http://www.geologging.com/english/downloads/gyro%20magnetometer.pdf>
- Sharewell, 2011, New Products: Gyro-MWD, [http://www.sharewell.com/gyro\\$_mwd.html](http://www.sharewell.com/gyro$_mwd.html)
- Silva, J. B. C., Hohmann, G. W., 1981, Interpretation of three-component borehole magnetometer data, *Geophysics*, 45, 1721–1731
- Säntti, J., Kontinen, A., Sorjonen-Ward, P., Johanson, B., Pakkanen, L., 2006, Metamorphism and chromite in serpentinitized and carbonate-silica-altered peridotites of the Paleoproterozoic Outokumpu-Jormua ophiolite belt, eastern Finland, *International Geology Review*, 48, 494–546
- Steveling, E., Spitzer, K., Leven, M., 1991, Vertical gradient of horizontal geomagnetic variations - First results with the Goettingen borehole magnetometer in the KTB-Oberpfalz VB, *Scientific Drilling*, 2, 180–187
- Steveling, E., Stoll, J. B., Leven, M., 2003, Quasi-continuous depth profiles of rock magnetization from magnetic logs in the HSDP-2 borehole, Island of Hawaii, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 4, 8708, doi:10.1029/2002GC000330
- Steveling, E., Stoll, J., Leven, M., 2005, Paläomagnetismus in der Bohrung HSDP (Hilo/Hawaii). Abschlussbericht zu den Forschungsvorhaben STE 371/6-2 und STE 371/6-3 im Schwerpunktprogramm "International Continental Drilling Program (ICDP)/Kontinentales Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland (KTB)" (SPP1006)
- Stoll, J., Virgil, C., 2009, Attitude Algorithm Utilised in Mobile Geophysical Measuring Systems, in Protokoll über das 23. Schmucker-Weidelt-Kolloquium für Elektromagnetische Tiefenforschung
- Trimble, 1995, 4000SSi User Guide, Trimble Navigation Limited, Surveying and Mapping Division, Sunnyvale, CA, part Number: 26509-00, Revision: A
- Trimble, 1999, Trimble Geomatics Office, Trimble Navigation Limited, version 1.00, Build 060
- Udd, E., 2011, Fiber Optic Sensors, An Introduction for Engineers and Scientists, Second Edition, Kap. Fiber Optic Sensors Based on the Sagnac Interferometer and passive Ring Resonator, John Wiley & Sons
- Ugalde, H., Morris, W. A., Clark, C., Miles, B., Milkereit, B., 2007, The Lake Bosumtwi meteorite impact structure, Ghana - A magnetic image from a third observational level, *Meteoritics & Planetary Science*, 42, 793 – 800

- Västi, K., 2011, Petrology of the drill hole R2500 at Outokumpu, eastern Finland - the deepest drill hole ever drilled in Finland, in Outokumpu Deep Drilling Project 2003-2010, (Hg.) I. T. Kukkonen, Geological Survey of Finland, special Paper 51, 17-46
- Williams, T., 2006, Magnetostratigraphy from downhole measurements in ODP holes, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 156, 261–273
- Wolmarans, A., 2005, Borehole orientation surveys: Results from a benchmark study, in 9th SAGA Biennial Technical Meeting and Exhibition, extended abstract

A Anhang

A.1 Basismagnetometerdaten

In diesem Abschnitt werden die Basismagnetometerdaten für den 08.09.2008, den 09.09.2008 und den 10.09.2008 gezeigt. Die grau hinterlegten Bereiche markieren die Zeiträume, in denen Bohrlochmessungen mit dem GBM durchgeführt wurden.

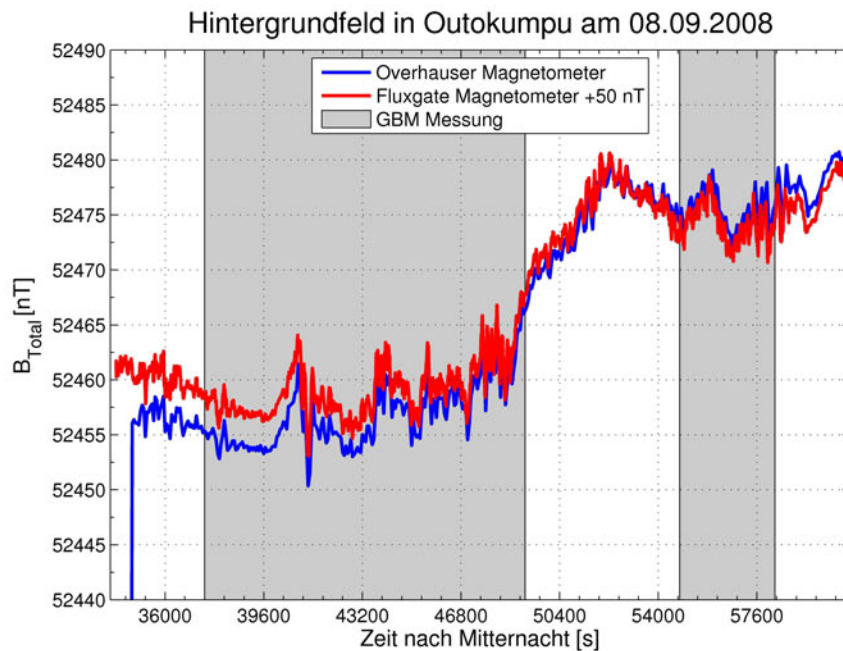


Abbildung A.1: Basismagnetometer-Daten für den 08.09.2008. Zeit ist in Sekunden nach Mitternacht aufgetragen. Rot: Messung mit einem dreikomponentigen Fluxgate-Magnetometer (Totalfeld berechnet aus den kalibrierten Komponenten), zum besseren Vergleich Daten um 50 nT verschoben. Blau: Messung mit einem Overhauser-Magnetometer. Grau hinterlegt: Zeitfenster, in dem die Bohrlochmessungen M2 und M3 stattgefunden haben.

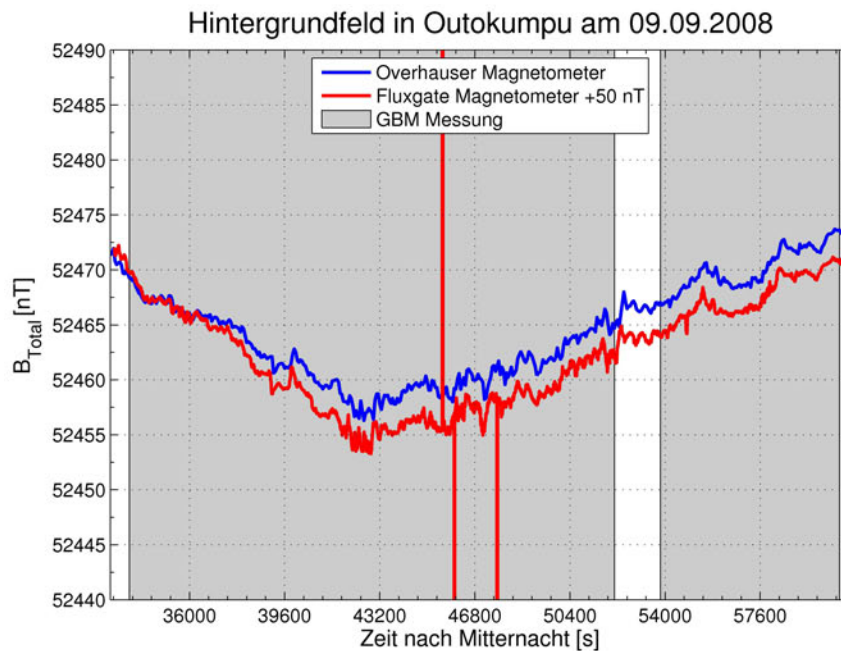


Abbildung A.2: Basismagnetometer-Daten für den 09.09.2008. Zeit ist in Sekunden nach Mitternacht aufgetragen. Rot: Messung mit einem dreikomponentigen Fluxgate-Magnetometer (Totalfeld berechnet aus den kalibrierten Komponenten), zum besseren Vergleich Daten um 50 nT verschoben. Blau: Messung mit einem Overhauser-Magnetometer. Grau hinterlegt: Zeitfenster, in dem die Bohrlochmessungen M4 und M5 stattgefunden haben.

A.2 Eigenschaften der GBM-Messungen

Nachfolgend werden die wichtigsten Informationen über die sieben Messungen mit dem GBM stichpunktartig aufgeführt.

Messung M1:

- Messung ohne Zentrierer
- Messdauer¹: 4.01 h
- Maximale Teufe: 1442.5 m
- Geschwindigkeiten: 0 m - 1100 m: 30 m/min, 1100 m - 1442.5 m: 6.5 m/min
- Sonde setzte bei 1442.5 m wiederholt auf
- Sondenrotation um die vertikale Achse: Downlog: -2880 °, Uplog: 2295 °
- Anmerkungen: Sonde wurde viermal mit bis zu 26 m/min auf die Engstelle aufgesetzt

Messung M2:

- Messung mit Zentrierer (Ø Oben: 30 cm, Ø Unten: 30 cm)
- Messdauer: 3.54 h
- Maximale Teufe: 1442.5 m
- Geschwindigkeiten: 0 m - 1250 m: 21 m/min, 1250 m - 1442.5 m: 6.5 m/min

¹Zeit zwischen den beiden Einnordungsmessungen.

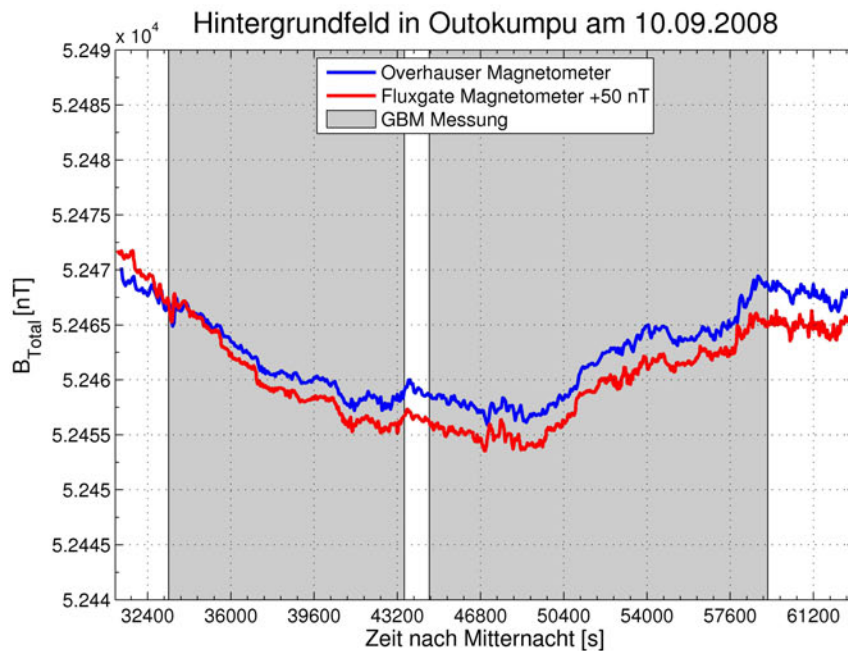


Abbildung A.3: Basismagnetometer-Daten für den 10.09.2008. Zeit ist in Sekunden nach Mitternacht aufgetragen. Rot: Messung mit einem dreikomponentigen Fluxgate-Magnetometer (Totalfeld berechnet aus den kalibrierten Komponenten), zum besseren Vergleich Daten um 50 nT verschoben. Blau: Messung mit einem Overhauser-Magnetometer. Grau hinterlegt: Zeitfenster, in dem die Bohrlochmessungen M6 und M7 stattgefunden haben.

- Sonde setzte bei 1442 m wiederholt auf
- Sondenrotation um die vertikale Achse: Downlog: 200 °, Uplog: 1320 °
- Anmerkungen: Sonde wurde viermal mit bis zu 30 m/min auf die Engstelle aufgesetzt

Messung M3:

- Messung mit Zentrierer (Ø Oben: 30 cm, Ø Unten: 30 cm)
- Messdauer: 1.10 h
- Maximale Teufe: 105 m
- Geschwindigkeiten: 0 m - 69 m: 20 m/min, 69 m - 105 m: 6.5 m/min
- Sonde setzte nicht auf
- Sondenrotation um die vertikale Achse: Downlog: -20 °, Uplog: 107 °
- Anmerkungen: Sonde passierte den Teufenbereich zwischen 69 m und 105 m insgesamt achtmal. Umlenkrolle begann beim Uplog zu schwingen (siehe Abschnitt 4.3.2)

Messung M4:

- Messung mit Zentrierer (Ø Oben: 23.5 cm, Ø Unten: 40 cm)
- Messdauer: 5.53 h
- Maximale Teufe: 1442 m

- Geschwindigkeiten: 0 m - 1250 m: 21 m/min, 1250 m - 1442 m: 6.5 m/min
- Sonde setzte nicht auf
- Sondenrotation um die vertikale Achse: Downlog: -700 °, Uplog: 1050 °
- Anmerkungen: Sonde passierte den Teufenbereich zwischen 1250 m und 1442 m insgesamt sechsmal

Messung M5:

- Messung mit Zentrierer (Ø Oben: 23.5 cm, Ø Unten: 40 cm)
- Messdauer: 2.14 h
- Maximale Teufe: 1442.5 m
- Geschwindigkeiten: 0 m - 1435 m: 30 m/min, 1435 m - 1442.5 m: 6.5 m/min
- Sonde setzte bei 1442.5 m wiederholt auf
- Sondenrotation um die vertikale Achse: Downlog: -285 °, Uplog: 745 °
- Anmerkungen: Sonde wurde zweimal mit bis zu 21 m/min auf die Engstelle aufgesetzt. Neue Aluminiumspitze wurde verwendet

Messung M6:

- Messung ohne Zentrierer
- Messdauer: 3.12 h
- Maximale Teufe: 1442.5 m
- Geschwindigkeiten: 0 m - 1250 m: 20 m/min, 1250 m - 1442.5 m: 6 m/min, 1442.5 m - 0 m: -33 m/min
- Sonde setzte bei 1442.5 m wiederholt auf
- Sondenrotation um die vertikale Achse: Downlog: -3610 °, Uplog: 2770 °
- Anmerkungen: Sonde wurde sechsmal mit bis zu 30 m/min auf die Engstelle aufgesetzt

Messung M7:

- Messung ohne Zentrierer
- Messdauer: 4.30 h
- Maximale Teufe: 1442 m
- Geschwindigkeiten: 0 m - 65 m: 20 m/min, 65 m - 330 m: 6.5 m/min, 330 m - 1200 m: 22 m/min, 1200 m - 1442 m: 6.5 m/min
- Sonde setzte nicht auf
- Sondenrotation um die vertikale Achse: Downlog: -2790 °, Uplog: 2850 °
- Anmerkungen: Messung wurde ohne Wiederholung in einem Teufenbereich durchgeführt, Sonde setzte nicht auf.

A.3 Vergleich zwischen Down- und Uplog

In diesem Abschnitt werden die reorientierten Messungen aufgetragen. Aus dem Vergleich zwischen Down- und Uplog kann auf die Qualität der Messungen geschlossen werden.

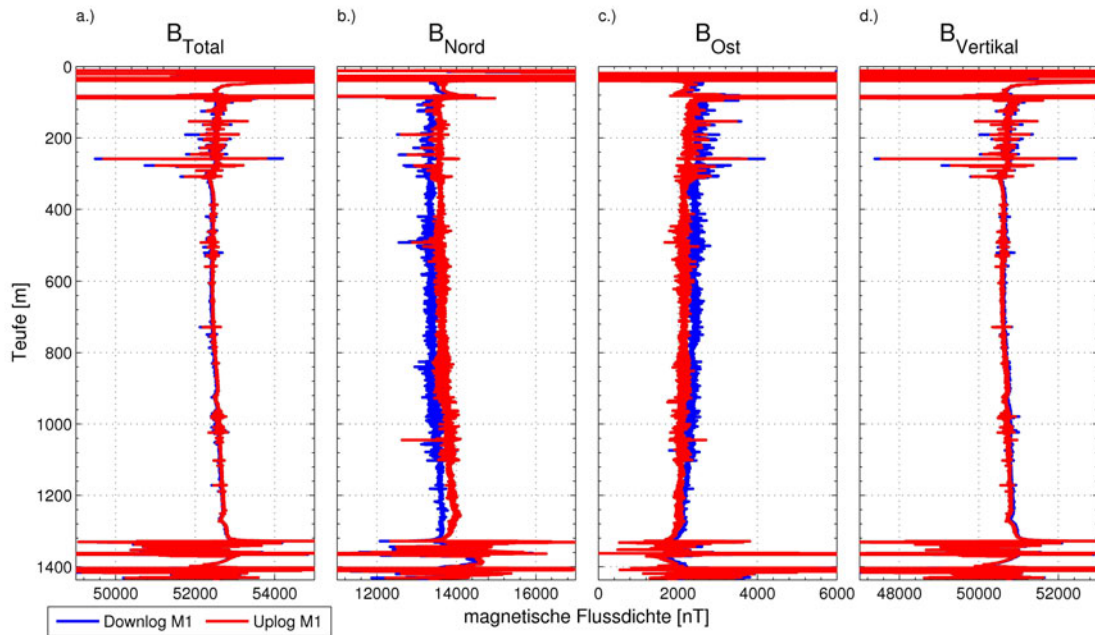


Abbildung A.4: Vergleich zwischen Down- und Uplog der Messung 1. Die Messung wurde ohne Zentrierer durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit des Downlogs ist 15.53 m/min, die mittlere Geschwindigkeit des Uplogs ist 15.83 m/min. Dauer der gesamten Messung: 227 Minuten.

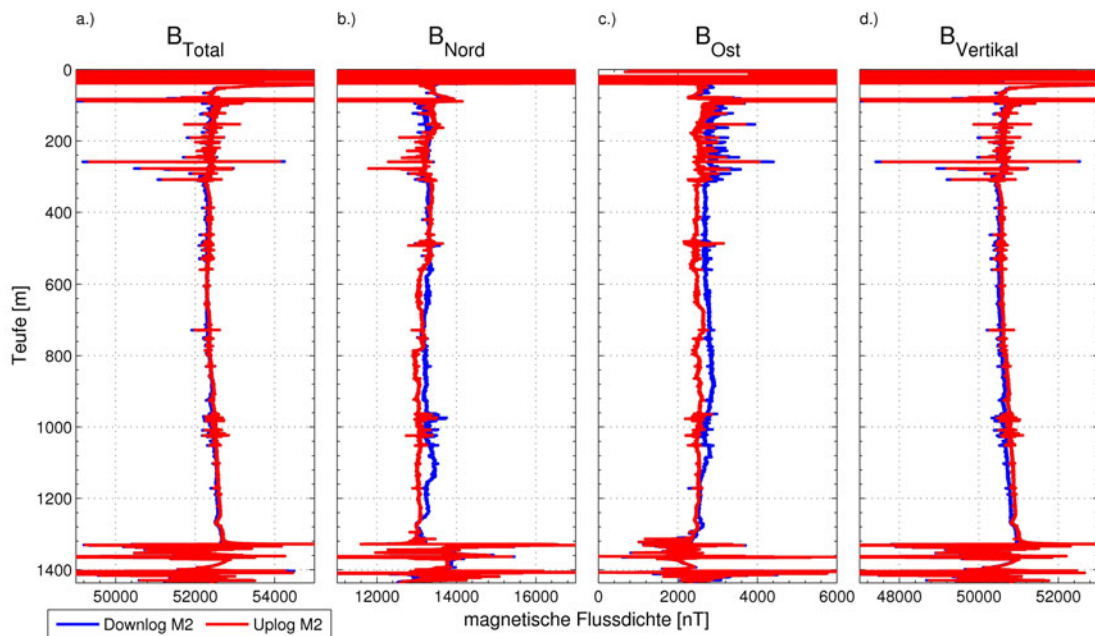


Abbildung A.5: Vergleich zwischen Down- und Uplog der Messung 2. Die Messung wurde mit Zentrierer durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit des Downlogs ist 15.74 m/min, die mittlere Geschwindigkeit des Uplogs ist 16.21 m/min. Dauer der gesamten Messung: 195 Minuten.

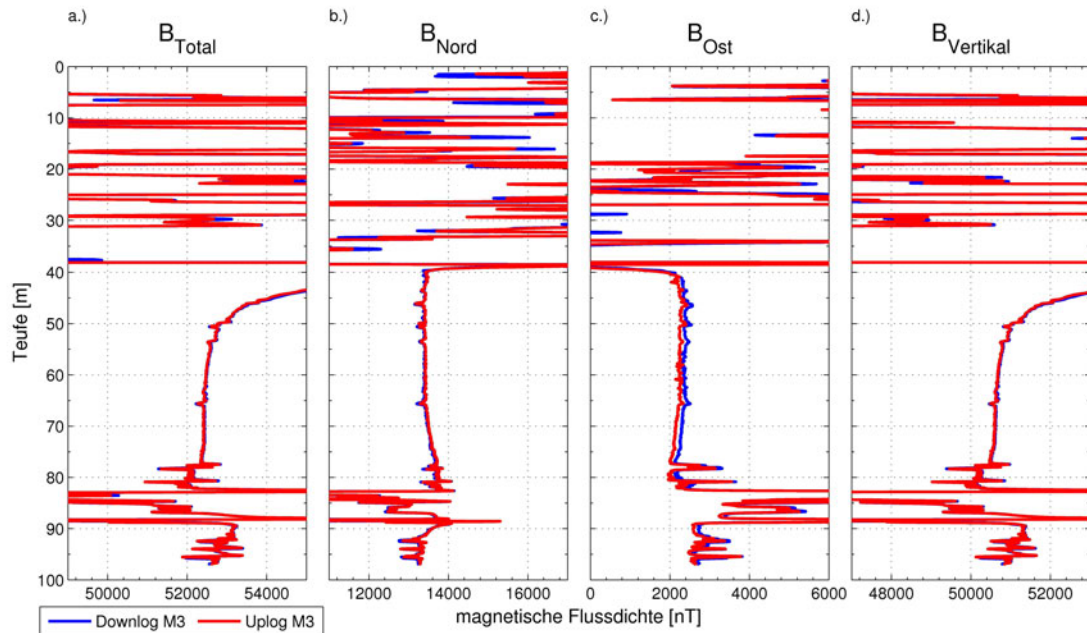


Abbildung A.6: Vergleich zwischen Down- und Uplog der Messung 3. Die Messung wurde mit Zentrierer durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit des Downlogs ist 12.56 m/min, die mittlere Geschwindigkeit des Uplogs ist 10.30 m/min. Dauer der gesamten Messung: 58 Minuten.

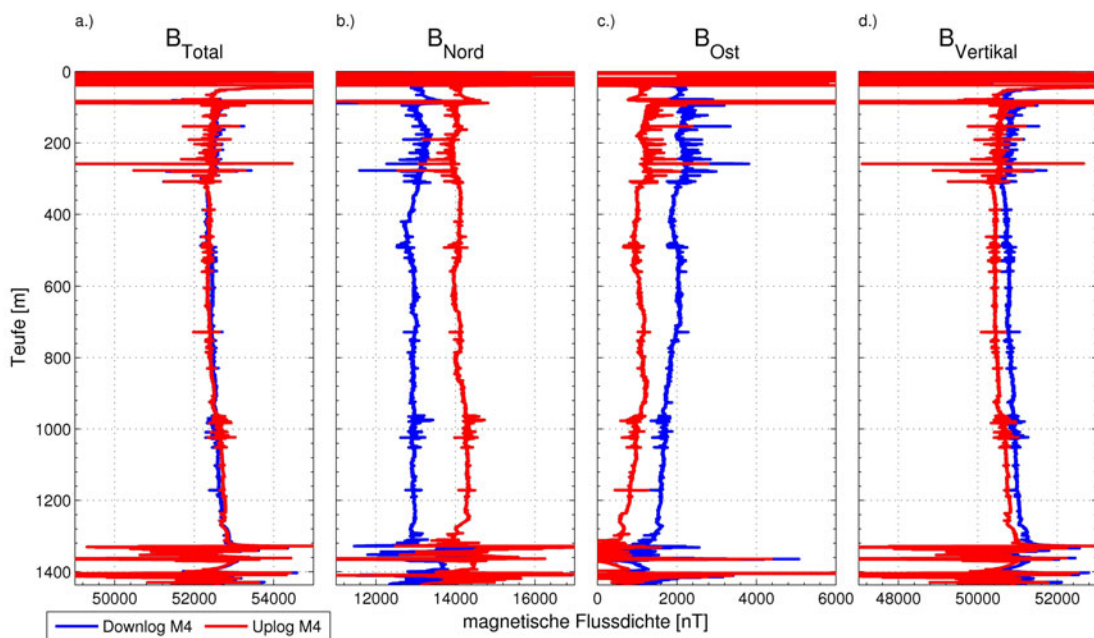


Abbildung A.7: Vergleich zwischen Down- und Uplog der Messung 4. Die Messung wurde mit Zentrierer durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit des Downlogs ist 15.88 m/min, die mittlere Geschwindigkeit des Uplogs ist 15.54 m/min. Dauer der gesamten Messung: 305 Minuten.

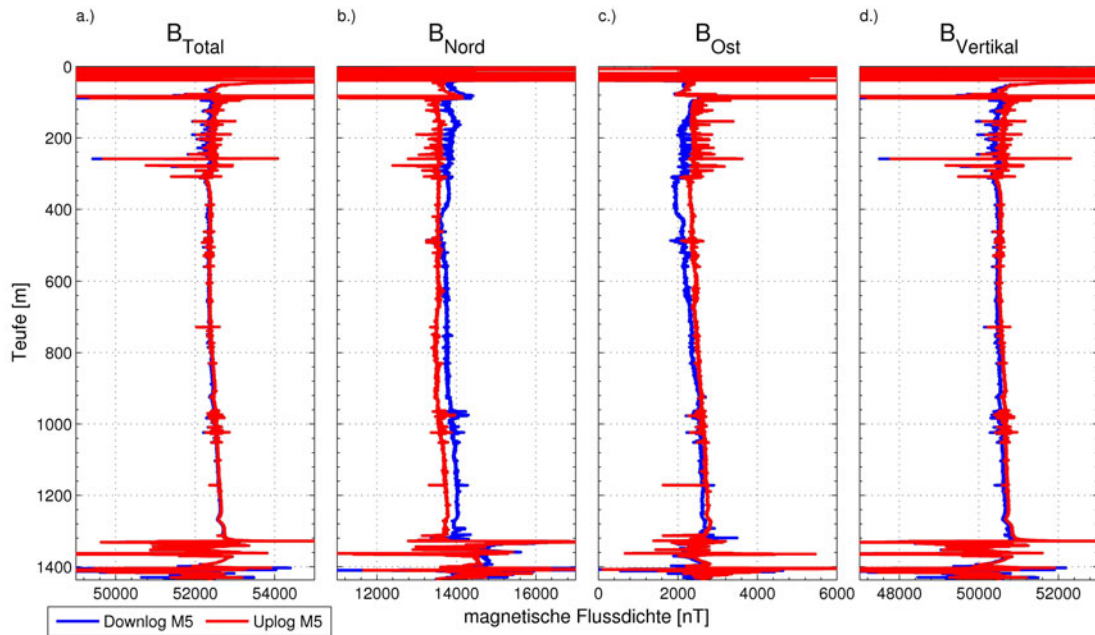


Abbildung A.8: Vergleich zwischen Down- und Uplog der Messung 5. Die Messung wurde mit Zentrierer durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit des Downlogs ist 27.26 m/min, die mittlere Geschwindigkeit des Uplogs ist 25.80 m/min. Dauer der gesamten Messung: 113 Minuten.

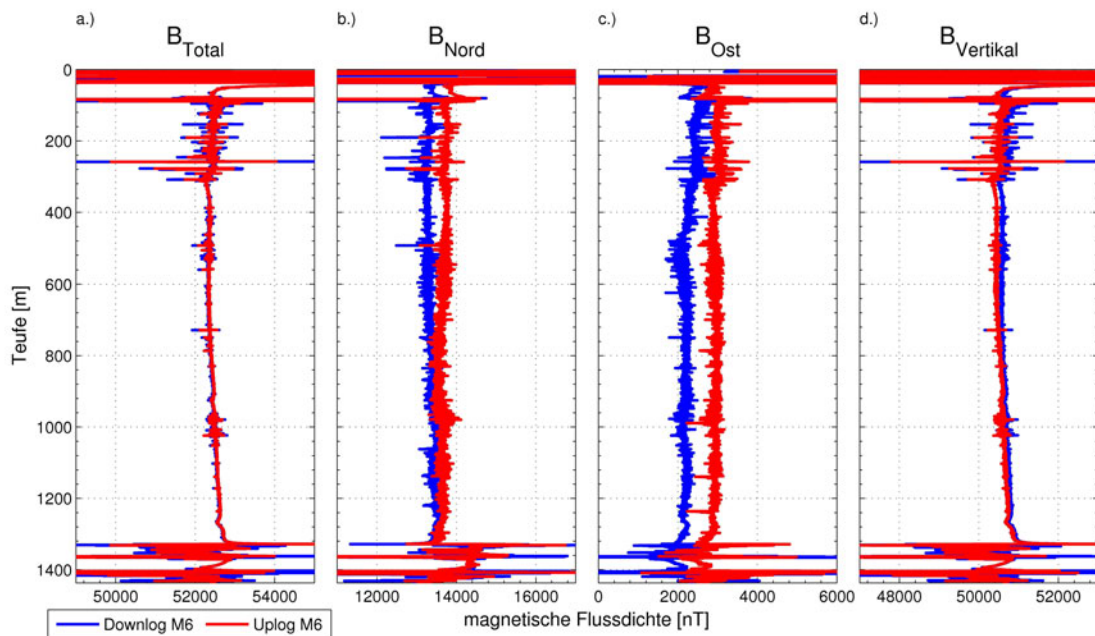


Abbildung A.9: Vergleich zwischen Down- und Uplog der Messung 6. Die Messung wurde ohne Zentrierer durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit des Downlogs ist 15.21 m/min, die mittlere Geschwindigkeit des Uplogs ist 30.74 m/min. Dauer der gesamten Messung: 169 Minuten.

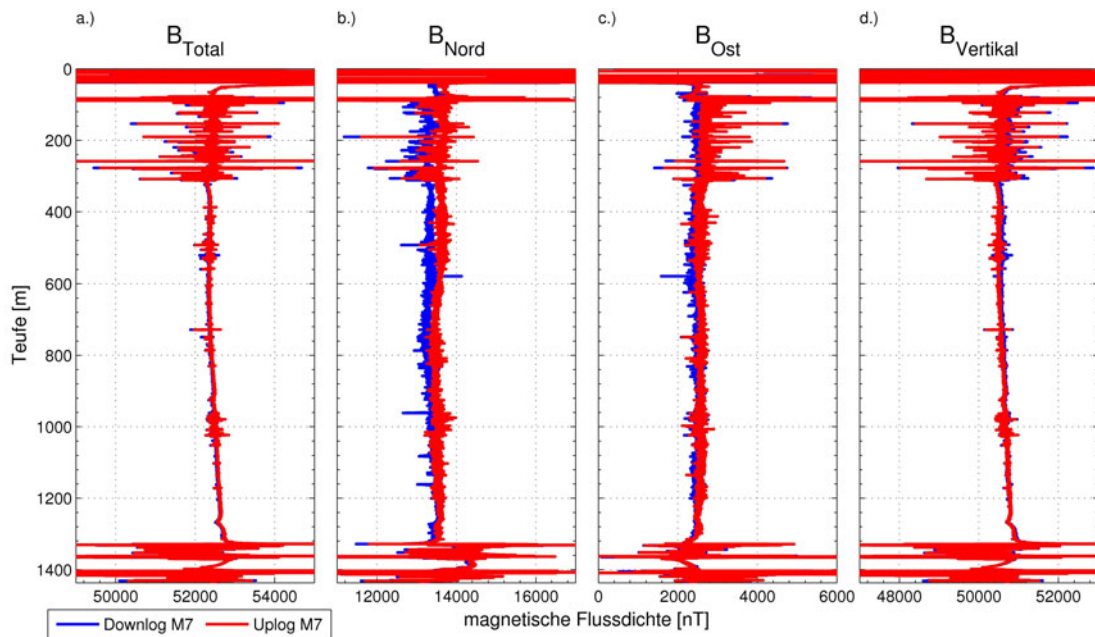


Abbildung A.10: Vergleich zwischen Down- und Uplog der Messung 7. Die Messung wurde ohne Zentrierer durchgeführt. Die mittlere Geschwindigkeit des Downlogs ist 11.63 m/min, die mittlere Geschwindigkeit des Uplogs ist 12.12 m/min. Dauer der gesamten Messung: 243 Minuten.

A.4 Vergleich der numerischen Simulation mit der analytischen Lösung

Die Abschnitte 6.2 werden die numerischen Simulationen mit dem Programm Comsol Multiphysics vorgestellt. Um die Genauigkeit dieser Simulationen abzuschätzen, wird die magnetische Anomalie einer kreisförmigen durchbohrten Zylinderscheibe berechnet. Die Zylinderscheibe hat eine Mächtigkeit D von 6 m, einen Außenradius r_2 von 5 m und eine zentrale Bohrung entlang der Rotationsachse mit einem Radius r_1 von 0.1 m. In Abbildung A.11 ist eine nichtmaßstabsgetreue Skizze der Zylinderscheibe gezeigt.

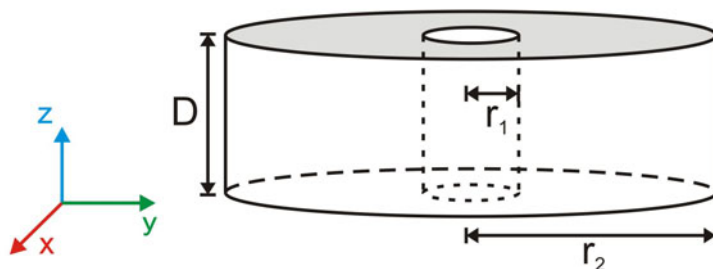


Abbildung A.11: Nichtmaßstabsgetreue Skizze der Zylinderscheibe, verwendet für die Abschätzung der Genauigkeit der numerischen Simulation.

Da das analytische Modell nach Bosum (siehe Abschnitt 6.1) auf eine homogene Ma-

netisierung des Zylinders beschränkt ist, wird diese auch in der numerischen Simulation verwendet. Der Vektor der Magnetisierung wird zu $\vec{M} = (2, 2, 4)$ A/m und die magnetische Suszeptibilität zu $\chi = 0$ gewählt. Für die analytische Rechnung wurden die Gleichungen 6.1 und 6.2 mit der eben genannten Magnetisierung verwendet. Die resultierenden magnetischen Anomalien werden entlang eines 40 m langen Profils durch die Symmetrieachse des Zylinders berechnet. In Abbildung A.12 sind die Ergebnisse der numerischen Simulation (blaue Punkte) und die der analytischen Rechnung (rot) aufgetragen.

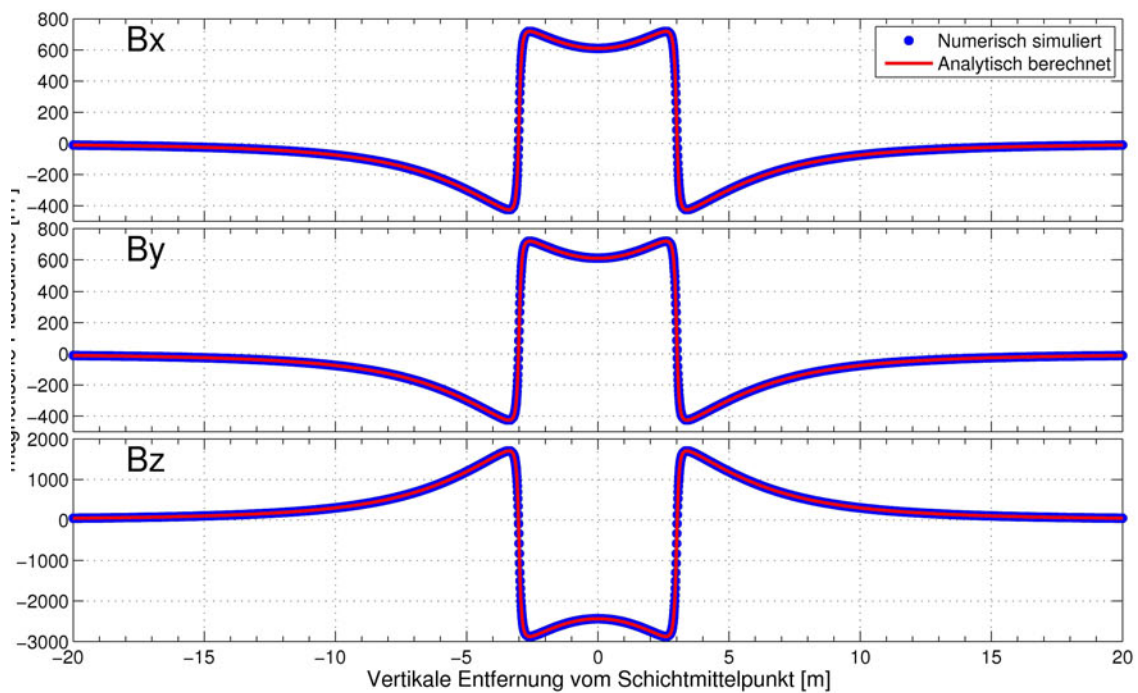


Abbildung A.12: Vergleich der Ergebnisse der Simulation (blaue Punkte) mit denen der analytischen Rechnung (rot).

Beide magnetischen Anomalien liegen in sehr guter Übereinstimmung. Um die geringen Unterschiede deutlicher hervorzuheben, ist in Abbildung A.13 die Differenz beider Signale in den drei Komponenten aufgetragen. Eine geringe systematische Abweichung von ± 1 nT und ein Versatz von 0.3 nT ist zu erkennen. Bei einer vertikalen Entfernung von ± 3 m liegt der Übergang der Bohrung zum umgebenden Raum. Hier kommt es zu numerischem Rauschen in den simulierten Daten aufgrund der Diskretisierung durch die finiten Elemente. Eine Erhöhung der Auflösung dieses Bereichs durch kleinere Elemente würde das Rauschen reduzieren, aber die Rechenzeit der Simulation deutlich erhöhen. Da die maximale Amplitude des Rauschens nur 4 nT beträgt, wird auf eine bessere Auflösung zu Gunsten der Rechenzeit verzichtet. Sowohl die systematischen Abweichungen, als auch das numerische Rauschen der Simulation sind deutlich kleiner als die Auflösung der Magnetfeldsensoren von 6.1 nT in den horizontalen und 8.5 nT für den vertikalen Sensor.

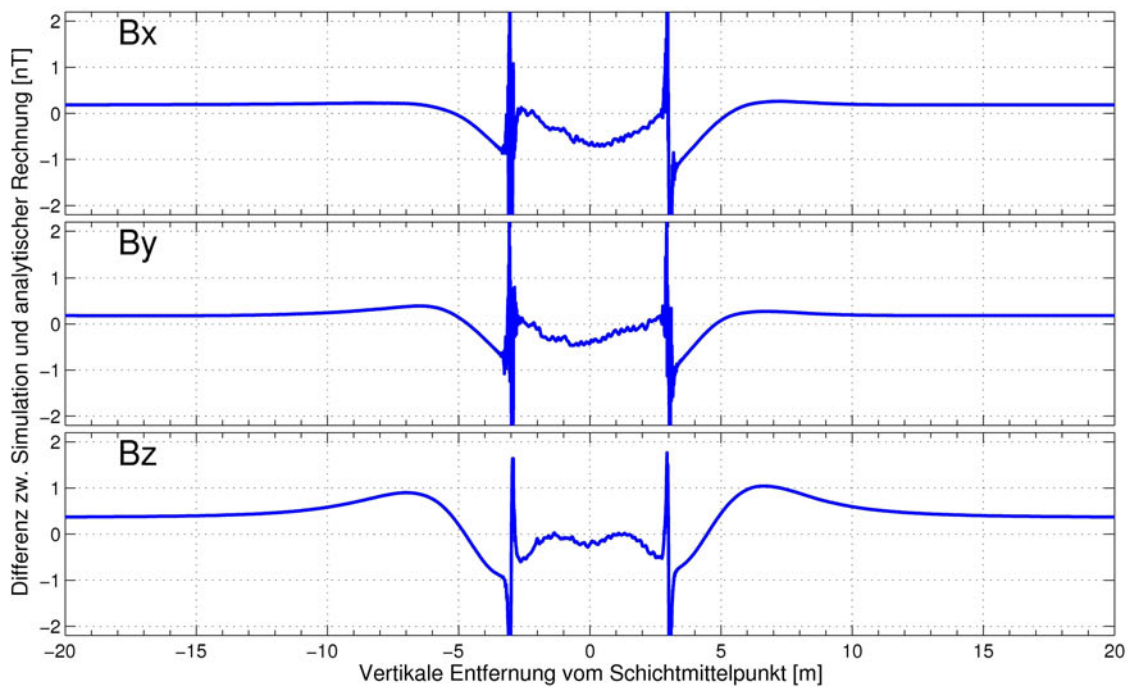


Abbildung A.13: Differenz der numerisch und analytisch berechneten magnetischen Anomalien.

A.5 Auswirkung der Variation der Simulationsparameter auf die numerischen Simulationen der magnetisierten Sektionen in der Outokumpu-Formation

In diesem Abschnitt wird die qualitative Abhängigkeit der mit den numerischen Simulationen berechneten magnetischen Anomalien von verschiedenen Parametern gezeigt. Dazu wurde zunächst das Modell bestimmt, dessen magnetische Anomalie die gemessenen Daten bestmöglich reproduziert (siehe Abschnitt 6.2.2). Anschließend wurde dann jeweils ein Parameter in bestimmten Grenzen verändert und die resultierende Anomalie berechnet. Damit soll die Empfindlichkeit des Modells auf diesen Parameter untersucht werden. Weicht die Anomalie des modifizierten Systems deutlich von dem des besten Modells ab, so kann der variierte Parameter mit einer höheren Genauigkeit bestimmt werden, als ein Parameter dessen Änderung nur minimale Variationen in der magnetischen Anomalie nach sich zieht. Eine quantitative Einschätzung der Empfindlichkeit ist nicht möglich, da die Auswirkung einer Änderung eines Parameter von dem restlichen Modell abhängen kann. So wirkt sich zum Beispiel eine Änderung der Schichtdeklination umso stärker aus, umso größer das Verhältnis der großen Halbachse zur kleinen Halbachse ist. Eine vollständige Analyse dieser komplexen Abhängigkeiten ist mit der in dieser Arbeit verwendeten empirischen Modellfindung nicht möglich.

In Abbildung A.14 wird die remanente Magnetisierung der beiden elliptischen Zylinderscheiben der Sektion A (siehe Abschnitt 6.2.2.1) aus der Outokumpu-Formation um +1 A/m (schwarz gestrichelt), bzw. -1 A/m (schwarz punkt-gestrichelt) variiert. Als Ver-

gleich ist die gemessene Anomalie in Blau und die beste Anpassung in Rot dargestellt. Die hohe Abweichung der Ergebnisse der modifizierten Modelle zeigt die Empfindlichkeit der Simulation bezüglich der remanenten Magnetisierung.

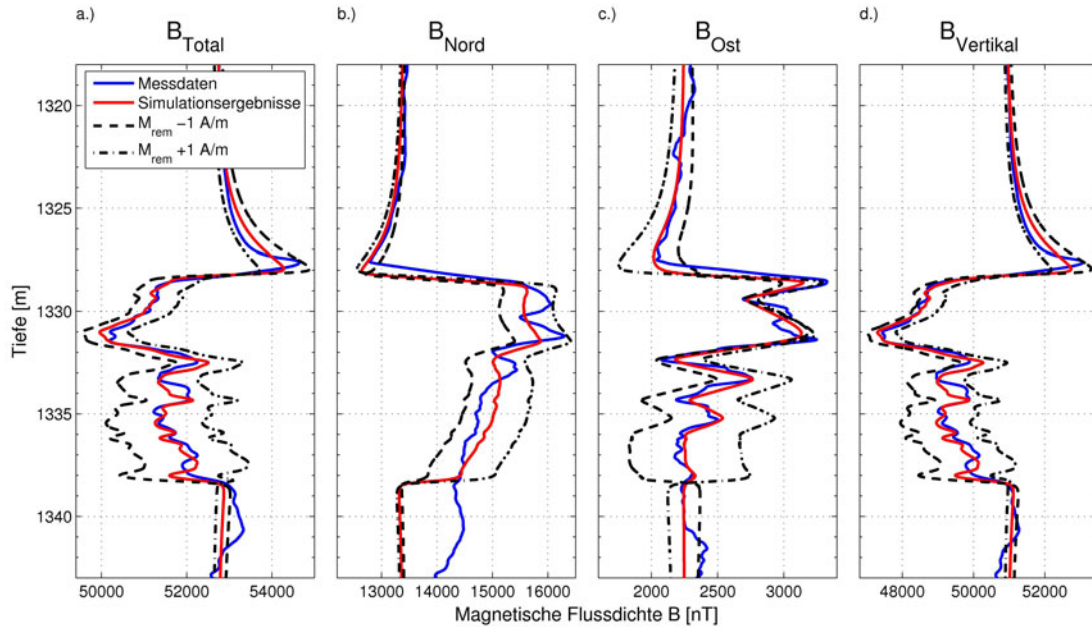


Abbildung A.14: Auswirkung einer Änderung der remanenten Magnetisierung der simulierten Zylinder um ± 1 A/m, Sektion A. Blau: gemessenes Feld, Rot: simuliertes Feld, bestes Modell, Schwarz gestrichelt: simuliertes Feld, modifizierte Magnetisierung.

In Abbildung A.15 wird am Beispiel der Sektion A die Auswirkung variierender Halbachsen der elliptischen Zylinderscheiben gezeigt. Aufgrund der stark unterschiedlichen Halbachsenlängen der beiden Zylinderscheiben wurden diese hier um einen Faktor 2 verringert (gestrichelt), bzw. vergrößert (punkt-gestrichelt). Es zeigt sich im Teufenbereich zwischen 1328 m und 1332 m, dass für den kleineren, ersten Zylinder (Halbachsen: $A = 2.2$ m $B = 4$ m) eine Variation der Halbachsenlänge um 50 % einen signifikanten Einfluss auf die magnetische Anomalie hat. Für den größeren Zylinder mit $A = 20$ m und $B = 50$ m (Teufenbereich 1332 m bis 1338.1 m) bewirkt eine Änderung der Zylindergröße um 50 % nur eine geringe Variation in der resultierenden magnetischen Anomalie. Damit ist die Bestimmung der Zylindergröße ab einer Halbachsenlänge von 20 m nur mit großer Ungenauigkeit möglich.

Ein Änderung der Deklination der Halbachsen um $\pm 10^\circ$ ist in Abbildung A.16 am Beispiel von Sektion A gezeigt. Wie schon durch die Parameterstudie in Abschnitt 6.2.1.5 gezeigt, wirkt sich diese nur auf die horizontalen Komponenten aus. In dieser Sektion ist das Verhältnis zwischen großer und kleiner Halbachse mit 1.8, bzw. 2.5 groß, sodass auch eine deutliche Abhängigkeit von der Orientierung der elliptischen Zylinder zu erwarten ist. Besonders die Ost-Komponente zeigt sich empfindlich gegen eine Änderung der Deklination, was an der geringen Ausgangsdeklination von -10° , bzw. 0° liegt.

Am Beispiel der um -45° geneigten Sektion B soll die Empfindlichkeit bezüglich der Schichtinklination untersucht werden. Dazu werden die drei elliptischen Zylinderscheiben dieser Sektion um $\pm 10^\circ$ um diese Lage rotiert. In Abbildung A.17 sind die resul-

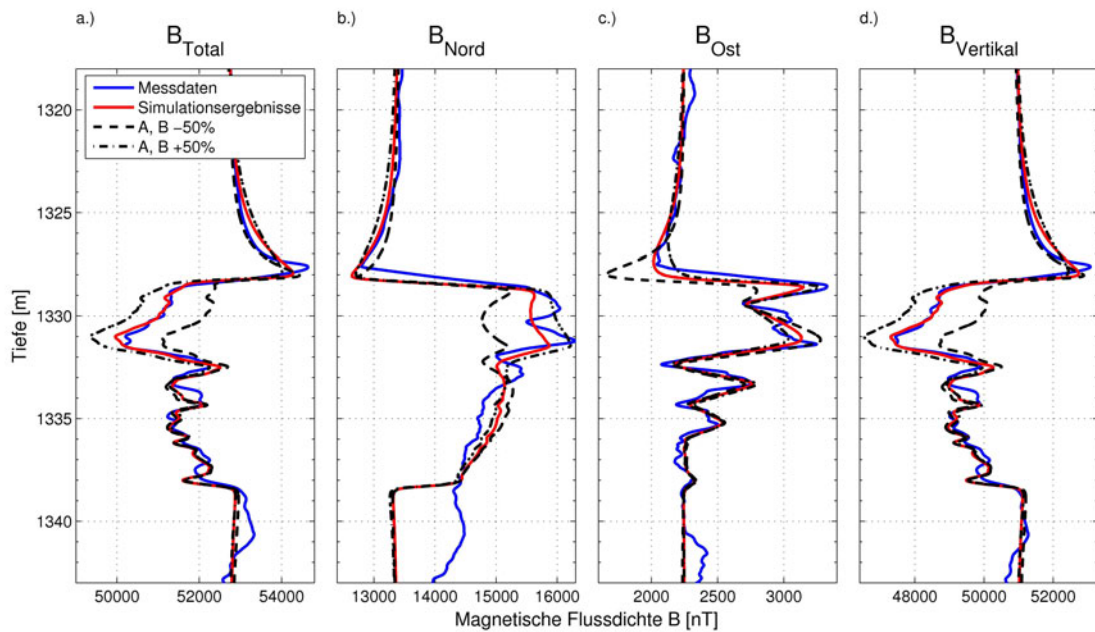


Abbildung A.15: Auswirkung einer Änderung der Halbachsen der simulierten Zylinder um $\pm 50\%$ der Größe des besten Modells, Sektion A. Blau: gemessenes Feld, Rot: simuliertes Feld, bestes Modell, Schwarz gestrichelt: simuliertes Feld, modifizierte Halbachsen.

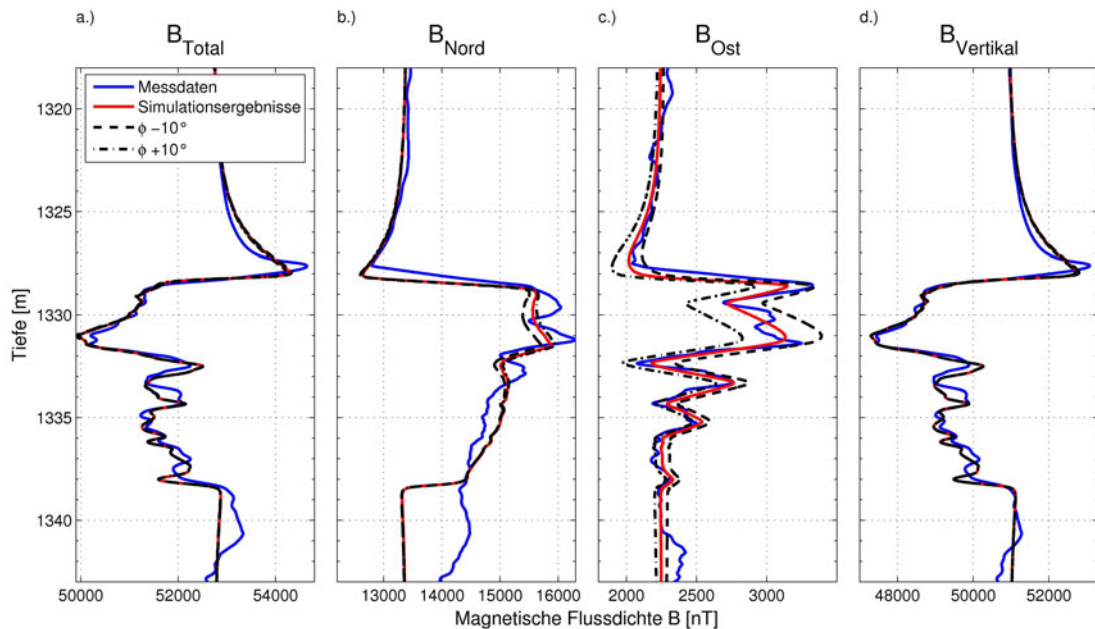


Abbildung A.16: Auswirkung einer Änderung der Deklination der Streichrichtung der simulierten Zylinder um $\pm 10^\circ$, Sektion A. Blau: gemessenes Feld, Rot: simuliertes Feld, bestes Modell, Schwarz gestrichelt: simuliertes Feld, modifizierte Deklination.

tierenden magnetischen Anomalien (-10° gestrichelt, $+10^\circ$ gepunkt-strichelt) mit dem

besten Modell (rot) und den Messdaten (blau) verglichen. Es zeigt sich nur eine geringe Differenz zwischen den Ergebnissen der modifizierten Modelle und dem besten Modell. Somit ist das System nicht sehr empfindlich gegenüber einer Neigungsänderung um 10° .

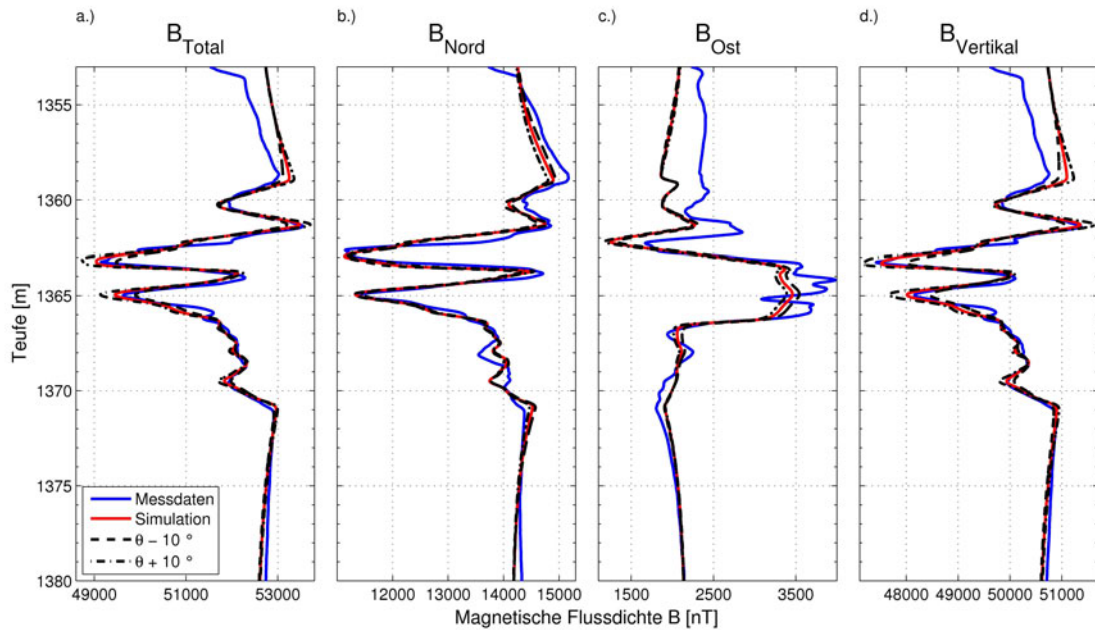


Abbildung A.17: Auswirkung einer Änderung der Schichtinklination der simulierten Zylinder um $\pm 10^\circ$, Sektion B. Blau: gemessenes Feld, Rot: simuliertes Feld, bestes Modell ($\theta_{Sch} = -45^\circ$), Schwarz gestrichelt: simuliertes Feld, modifizierte Deklination.

A.6 Auswirkung einer Variation der Magnetisierungen auf die numerische Simulation der entfernten Störkörper

Um die Auswirkung einer Änderung der Magnetisierung der entfernten Störkörper zu untersuchen, wurden zunächst die magnetischen Anomalien der Körper 4, 6 und 7 (siehe Abbildung 6.37) einzeln berechnet. Dann wurden die Simulationen wiederholt, wobei die magnetische Suszeptibilität und die remanente Magnetisierung um jeweils 10 % erhöht, bzw. erniedrigt wurde. Die resultierenden magnetischen Anomalien sind in den Abbildungen A.18 bis A.20 dargestellt.

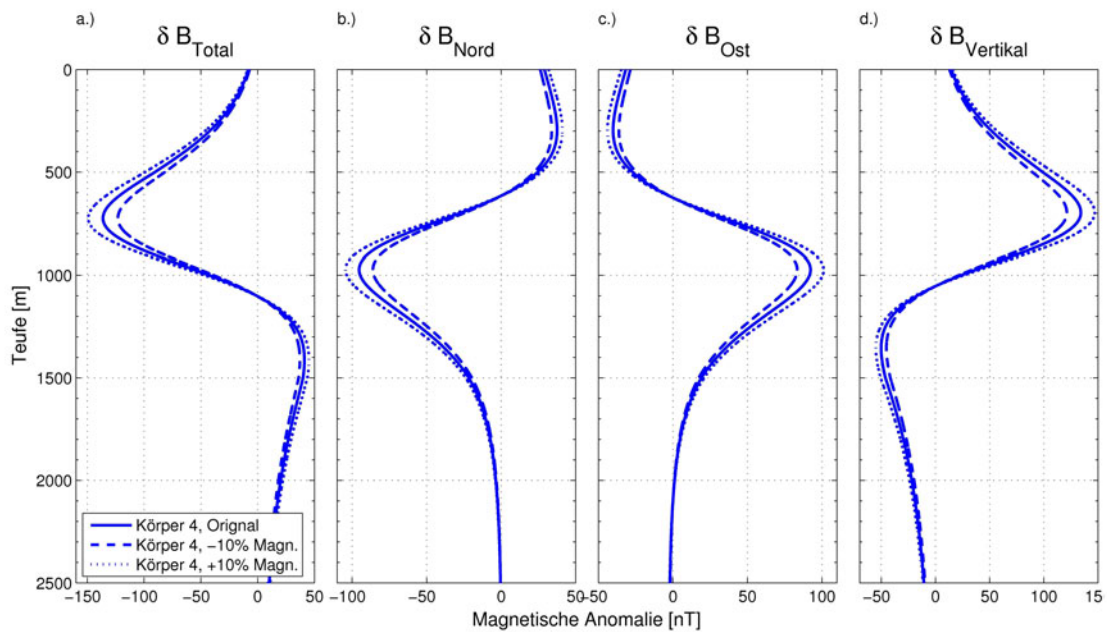


Abbildung A.18: Magnetische Anomalie des Körpers Nummer 4 (siehe Abb. 6.37) im Vergleich zu der Anomalie mit einer um $\pm 10\%$ erhöhten und erniedrigten Gesamtmagnetisierung.

Um die Abweichung von der magnetischen Anomalie ohne Störung (δB) zu der mit den um 10 % geänderten Modellparametern ($\delta B_{\pm 10\%}$) quantitativ zu untersuchen, wurde die relative Differenz ΔB_{rel} berechnet.

$$\Delta B_{rel} = \frac{|\delta B - \delta B_{\pm 10\%}|}{|\delta B|} \quad (A.1)$$

Diese liegt für alle Körper und für alle Komponenten im Mittel bei 0.1. Eine Änderung der Magnetisierung um 10 % im Modell entspricht also einer Änderung von 10 % in der magnetischen Anomalie. Dies kann nun verwendet werden, um die Genauigkeit der Bestimmung der Magnetisierung der Körper aus der maximalen Amplitude δB_{max} der Anomalie abzuschätzen. Bei einer Auflösung der Magnetfeldsensoren von rund 8 nT liegt

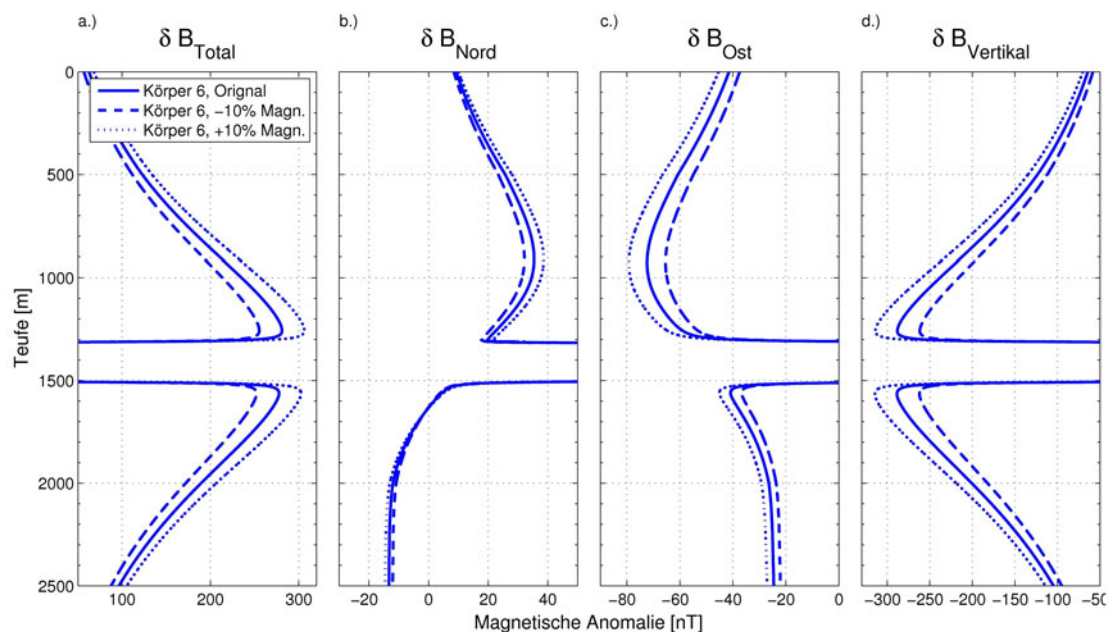


Abbildung A.19: Magnetische Anomalie des Körpers Nummer 6 (siehe Abb. 6.37) im Vergleich zu der Anomalie mit einer um $\pm 10\%$ erhöhten und erniedrigten Gesamtmagnetisierung.

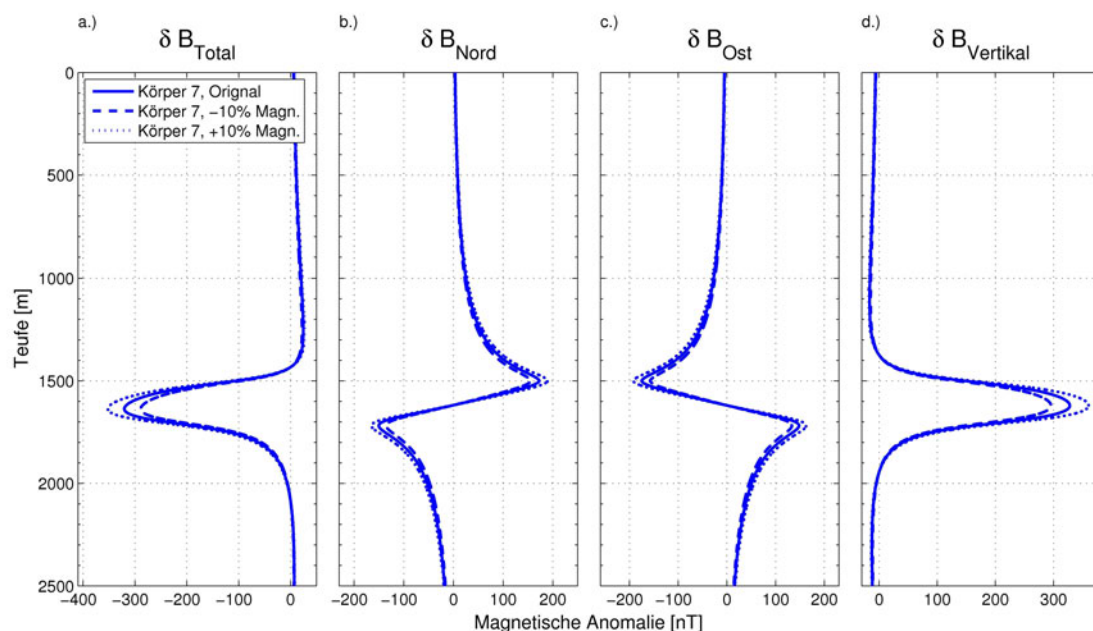


Abbildung A.20: Magnetische Anomalie des Körpers Nummer 7 (siehe Abb. 6.37) im Vergleich zu der Anomalie mit einer um $\pm 10\%$ erhöhten und erniedrigten Gesamtmagnetisierung.

die Unsicherheit bei der Bestimmung der Magnetisierung ΔM bei:

$$\Delta M = \frac{8nT}{\delta B_{max}} M \quad (\text{A.2})$$

Für die drei Körper 4, 6 und 7 folgt ΔM zu:

$$\Delta M_{K4} = 0.2\text{A/m} \quad , \quad \Delta M_{K6} = 0.1\text{A/m} \quad , \quad \Delta M_{K7} = 0.02\text{A/m}. \quad (\text{A.3})$$

Dies gibt aber nur den minimalen Fehler bei der Bestimmung der Magnetisierung auf Grund der Messgenauigkeit an. Unter realen Bedingungen werden weitere Faktoren, wie die Wahl der geometrischen Parameter oder Stärke des Hintergrundfeldes diesen Fehler vergrößern.

A.7 Televiever Daten

In diesem Abschnitt werden die Televiever-Daten in den magnetisierten Sektionen der Outokumpu-Formation dargestellt (A.21, A.22 und A.23) und ausgewertet. In der ersten Spalte ist die Teufe der Sonde angegeben. Aufgrund eines unterschiedlichen Nullpunktes bei der Teufenbestimmung ergibt sich ein Versatz zu den GBM-Daten von + 2.5 m. Eine GBM-Teufe von 1328 m entspricht also einer Televiever-Teufe von 1331.5 m. In der zweiten Spalte wird die Laufzeit des Signals grafisch in Abhängigkeit von dem Winkel zu Nord aufgetragen. Das Minimum der Skala (hell) liegt bei $80 \mu s$, das Maximum (dunkel) bei $250 \mu s$. Die dritte Spalte zeigt die normierte Amplitude des reflektierten Signals (hell: niedrige Reflektivität, dunkel: hohe Reflektivität).

Mit den Televiever-Daten lässt sich aus der Struktur der Bohrlochwand Rückschlüsse über die Lithologie des durchbohrten Gesteins machen. Eine Erhöhung der Laufzeit in einem Bereich ist auf einen Ausbruch oder eine Spalte im Gestein zurückzuführen, eine Variation der Amplitude dagegen deutet auf eine veränderte mineralogische Zusammensetzung hin. Wenn solch eine Struktur die gesamte Breite (0° bis 360°) umfasst, ist die Quelle eine Fläche, welche von der Bohrung geschnitten wird. Ursache solcher Strukturen sind Schichten unterschiedlichen Gesteins und Bruchzonen. Erstere zeichnen sich durch eine Veränderung der Amplitude im Übergangsbereich aus. Bruchzonen sind durch Spalten geprägt, welche die Bohrung in einem beliebigen Winkel schneiden können. Offene Spalten weisen eine höhere Laufzeit als die Umgebung auf. Spalten, die durch Kristallisationsprozesse bereits wieder verschlossen sind, zeigen in der Regel ein anderes Reflektionsvermögen als der umgebene Fels, und können somit anhand der Amplitude des Signals identifiziert werden. Ist die Mächtigkeiten der Spalten klein, entsprechen die auf der Bohrlochwand abgebildeten Strukturen Linien.

Wenn die Bohrung eine solche Anomalie durchdringt, zeichnet sich diese als sinusförmige Struktur auf dem Bild der Bohrlochwand ab. Um die Neigung und Richtung der Anomalie bestimmen zu können, werden zunächst manuell mehrere Stützpunkte auf jeder identifizierten Störung gewählt. Diese werden dann von dem Programm Wellcad automatisch durch eine Sinusfunktion angepasst. Die Parameter, welche dabei fest vorgegeben werden, sind die Deklination und die Inklinaton der Bohrung, sowie das Bohrlochkaliber. Die freien Parameter sind der Azimut zu Nord und die Neigung der Anomalie gegen die Horizontale². In der Abbildung A.22 sind die angepassten Sinusfunktionen als schwarze Linien dargestellt.

In der ersten Sektion (Televiever-Teufe 1331.5 m - 1341.5 m) sind keine Strukturen zu erkennen, die auf durchbohrte Spalten hindeuten (Abbildung A.21). Die periodisch auftretenden, horizontalen Muster mit einer Höhe von ca. 20 cm sind Strukturen, welche durch den Bohrvorgang entstanden sind. Allerdings zeigt sich in dem Teufenbereich von 1333 m bis 1333.5 m eine Veränderung der Amplitude. Dies deutet auf eine horizontale Schichtgrenze hin. Eine genaue Analyse ist aber Aufgrund der Ausdehnung des Übergangsbereichs nicht möglich.

In der zweiten Sektion (Televiever-Teufe 1361.5 m - 1373.5 m) sind viele linienhafte Strukturen zu erkennen, wie sie durch Bruchzonen entstehen. Dies weist auf eine starke Verformung der Sektion hin. Insgesamt konnten sechs Spalten identifiziert werden.

²Winkel nach unten positiv definiert

Der Dip-Azimet (Richtung des Flächennormalenvektors zu Nord) und die Schichtneigung sind in Tabelle A.1 aufgetragen. Damit ergeben sich die Mittelwerte für den Azimet von

Televiwer-Teufe [m]	Azimet [°]	Neigung [°]
1362.0	28	30
1366.1	300	44
1366.4	289	58
1366.8	312	39
1368.4	354	48
1368.8	38	24

Tabelle A.1: Azimet zu Nord und Neigung zur Horizontalen der identifizierten Strukturen in der magnetisierten Sektion B.

$-20^\circ \pm 47^\circ$ und für die Neigung von $41^\circ \pm 12^\circ$.

In der dritten Sektion ist die Analyse der Televiwer-Daten hinsichtlich der Schichtneigungen aufgrund der geringen Datenqualität nicht möglich. Die Ursache hierfür ist nicht bekannt.

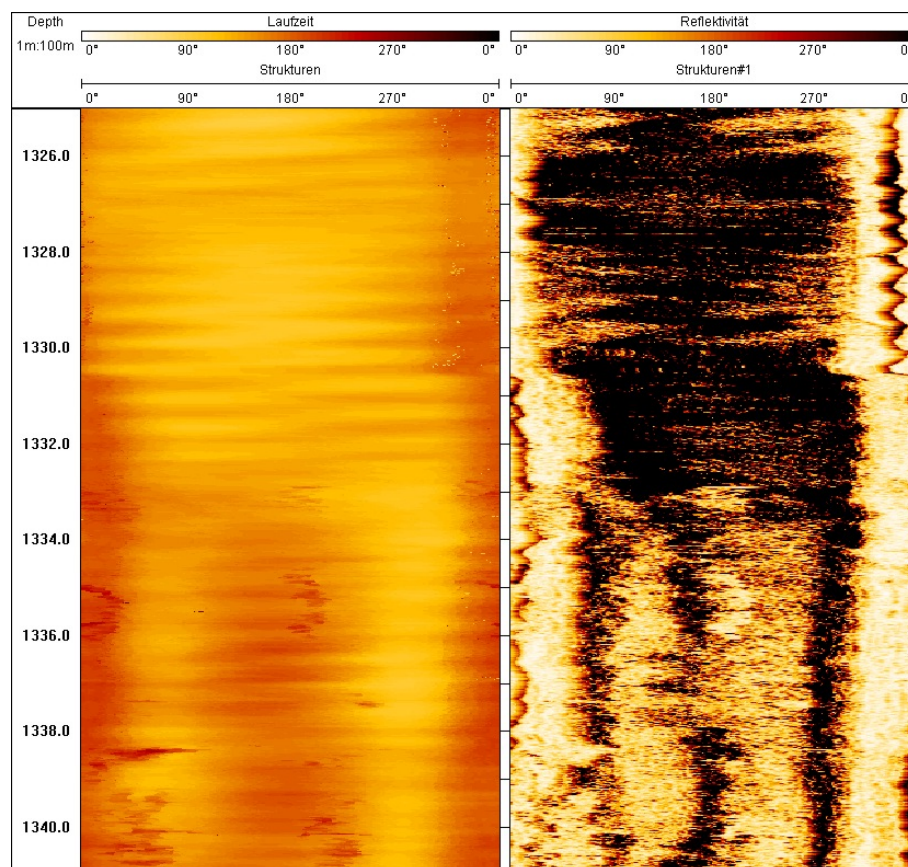


Abbildung A.21: Televiwer-Daten für die Sektion A (1328 m - 1338 m) der Outokumpu-Formation. Teufenversatz von +2.5 m zu den GBM-Daten. Links: Laufzeit (Minimum: $80 \mu s$, Maximum: $250 \mu s$), rechts: normierte Reflektionsamplitude (hell: gering, dunkel: hoch).

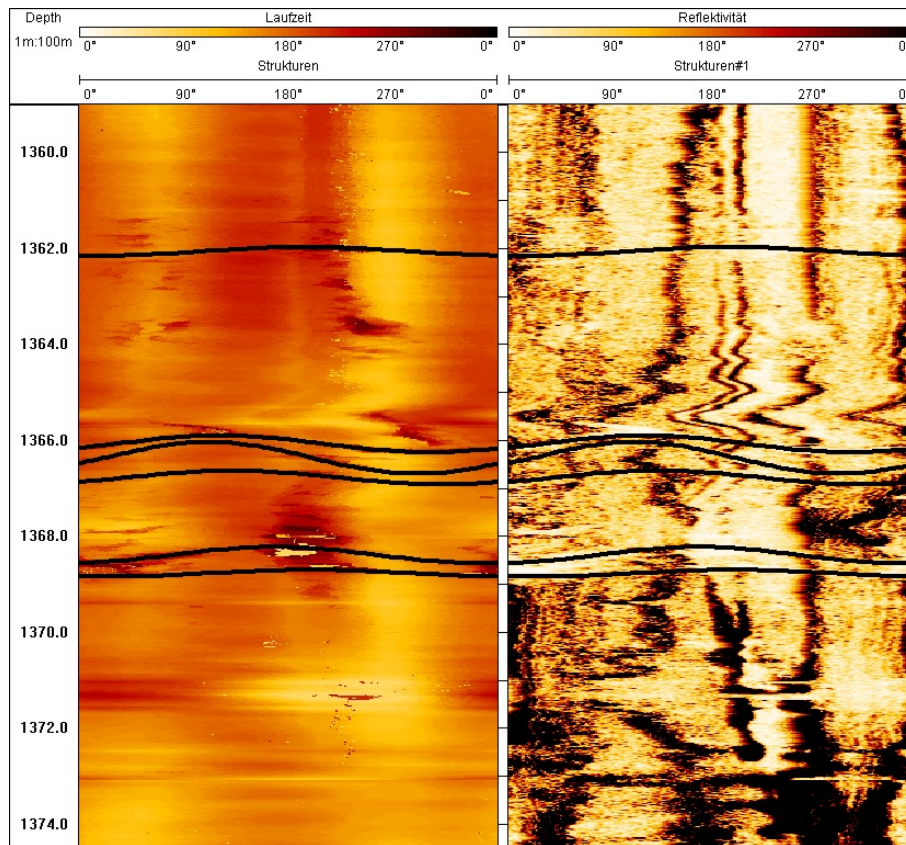


Abbildung A.22: TelevIEWer-Daten für die Sektion B (1359 m - 1371 m) der Outokumpu-Formation. Teufenversatz von +2.5 m zu den GBM-Daten. Links: Laufzeit (Minimum: $80 \mu s$, Maximum: $250 \mu s$), rechts: normierte Reflektionsamplitude (hell: gering, dunkel: hoch. Schwarze Linien: identifizierte Strukturen).

A.8 Untersuchung der Dipolquellen im Bereich 80 m bis 305 m

In diesem Abschnitt werden anhand einiger Beispiele die magnetischen Anomalien im Bereich von 80 m bis 305 m untersucht und durch Dipolquellen angepasst. Der verwendete Algorithmus umfasst eine regularisierte Anpassung nach dem Verfahren der kleinsten Quadrate. Eine ausführlichere Beschreibung wird in Ehmann (2010) und Gubbins (2004) gegeben. In dem Teufenbereich von 80 m bis 305 m wurden sieben markante Signale mit diesem Algorithmus angepasst. In Abbildung A.24 ist der Ausschnitt um die Anomalie bei 301.5 m gezeigt. In Blau sind die Messdaten des Downlogs der Messung M7 gezeigt, in Rot die Anpassung, basierend auf einer punktförmigen Dipolquelle. Die sechs freien Parameter, welche bestimmt werden, umfassen die Position im geografischen Referenzsystem und das Dipolmoment \vec{m} der Quelle.

In Tabelle A.2 sind die Ergebnisse für alle Anpassungen angegeben. Eine grobe Abschätzung der Entfernung zwischen dem Bohrloch und der Quelle, ist über die Halbwertsbreite H_B^3 der Totalfeld-Anomalien möglich. In Breiner (1999) ist die Tiefe T des magne-

³Breite der Anomalie auf halber Höhe der Maximalamplitude

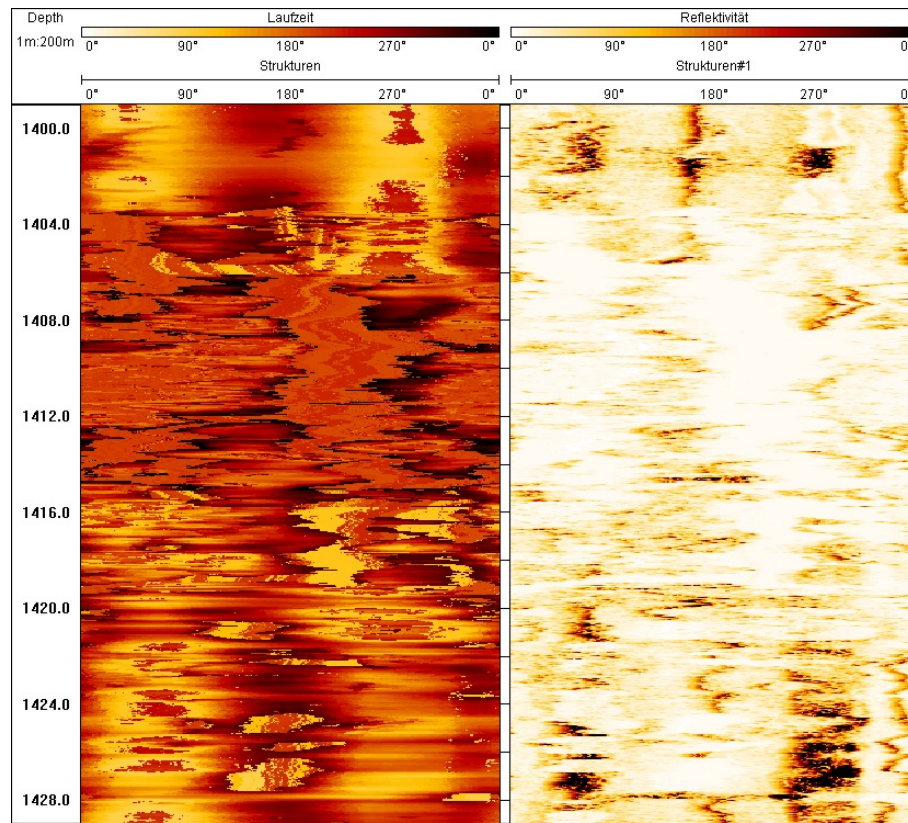


Abbildung A.23: TelevIEWER-Daten für die Sektion C (1328 m - 1338 m) der Outokumpu-Formation. Teufenversatz von +2.5 m zu den GBM-Daten. Strukturanalyse aufgrund geringer Datenqualität nicht möglich. Links: Laufzeit (Minimum: $80 \mu s$, Maximum: $250 \mu s$), rechts: normierte Reflektionsamplitude (hell: gering, dunkel: hoch).

tischen Objektes für Oberflächenmagnetik zu $T = 1 \cdot H_B$ bis $T = 1/3 \cdot H_B$ abgeschätzt. Angewandt auf die Anomalie aus Abbildung A.24 mit der Halbwertsbreite von 25 cm ergibt sich ein Abstand zu der Quelle von 8.3 cm bis 25 cm. Der über die Dipolanpassung berechnete Abstand beträgt 10.3 cm und liegt somit in dem vorhergesagtem Abstandsreich.

Nord [m]	Ost [m]	Abwärts [m]	$m_{Nord} [Am^2]$	$m_{Ost} [Am^2]$	$m_{Vertikal} [Am^2]$
-0.07	0.17	90.72	-0.228	0.400	0.178
0.09	-0.01	91.08	0.001	-0.033	0.026
-0.03	0.14	129.31	-0.001	0.006	0.006
-0.01	0.19	155.81	-0.035	0.083	0.055
0.13	0.09	164.49	0.030	0.004	0.012
-0.05	0.12	177.82	0.003	0.006	0.006
-0.05	0.09	301.54	-0.004	0.004	-0.002

Tabelle A.2: Position und Dipolmoment der angepassten Dipolquellen.

Die für die Anpassung ausgewählten Anomalien haben im Vergleich zu der unmittelbaren Umgebung die stärksten Amplituden, da sich diese mit dem Algorithmus am zuver-

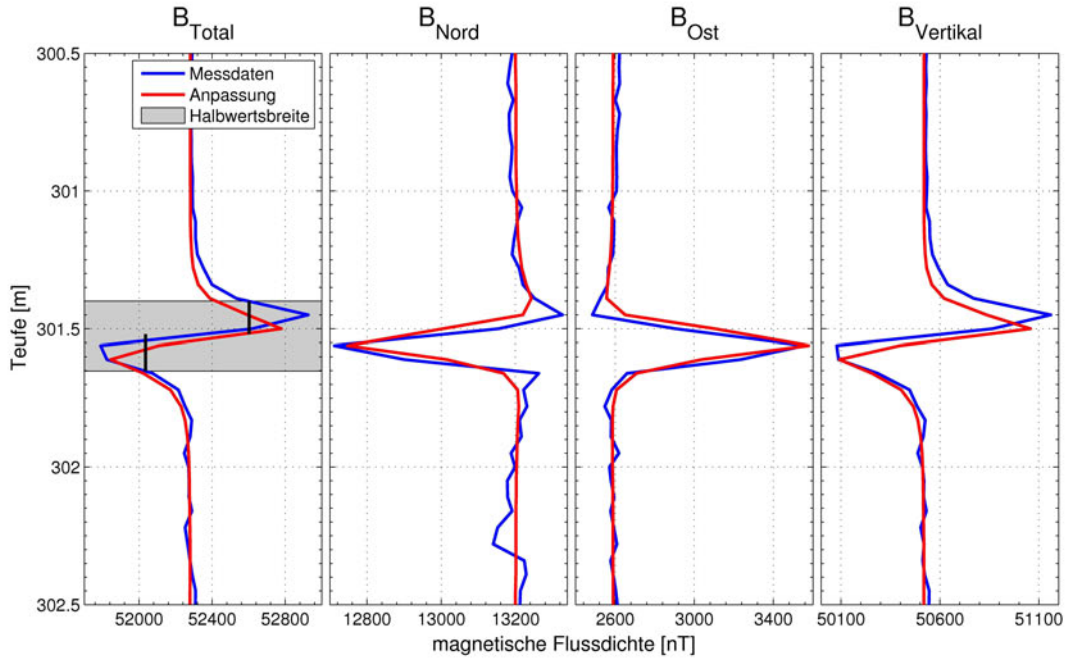


Abbildung A.24: Beispiel für die Anpassung der Messdaten durch eine lokalisierte Punktdipolquelle. Halbwertsbreite (grau): 0.25 m. Lage der Quelle: Nord -0.05 m, Ost 0.09 m, Abwärts: 301.54 m. Dipolmoment: $\vec{m} = (-0.004, 0.004, -0.002) \text{ Am}^2$.

lässigsten anpassen lassen. Damit wurden bevorzugt die Anomalien herausgesucht, deren Quelle in direkter Nähe zu der Bohrlochwand liegen. Daraus resultiert der kleine Abstand zwischen 9 cm und 18.4 cm für alle Proben. Eine weitere Auffälligkeit ist die Position der Quellen. Diese liegen überwiegend im Ost-Süd-Ost und damit an der Hangseite der Bohrung (Bohrlochverlauf Richtung Nord-West, siehe Abbildungen 5.10 und 5.11). Da die Messung M7 ohne Zentrierer gefahren wurde, ist anzunehmen, dass das GBM an der Hangseite die Bohrlochwand entlang gerutscht ist. Aufgrund des Kalibers der Bohrung von ca. 25 cm (siehe Abbildung 2.5) in diesem Bereich ist der Abstand zu den erbohrten magnetischen Gesteinen auf der Hangseite mit ca. 5 cm (Hälfte des GBM-Durchmessers) sehr viel geringer als zur Deckenseite (ca. 20 cm). Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Amplitude A der Anomalie vom Abstand r der Dipolquelle von $A(r) \propto r^{-3}$ ergibt sich somit ein Faktor von bis zu 64 zwischen der Anomaliestärke einer an der Hangseite lokalisierten Quelle zu einer an der Deckenseite lokalisierten Quelle.

A.9 Mathematische Formulierungen

A.9.1 Fehlerfortpflanzung

Die Fehler bei der Bestimmung der Deklination und der Inklinaton der reorientierten magnetischen Flussdichten auf Grund der Standardabweichung der Messungen untereinander berechnen sich nach der Methode der Fehlerfortpflanzung. Der Fehler Δz der Größe $z = f(x_j)$ aufgrund der Einzelfehler dx_j der Argumente x_j ergibt sich unter Annahme klei-

ner Fehler (Bronstein et al. 2001) zu:

$$\Delta f \approx df = \frac{\delta f}{\delta x_1} dx_1 + \frac{\delta f}{\delta x_2} dx_2 + \dots \frac{\delta f}{\delta x_k} dx_k = \sum_{j=1}^k \frac{\delta f}{\delta x_j} dx_j = \sum_{j=1}^k a_j dx_j. \quad (\text{A.4})$$

Die Standardabweichung der Funktion f aufgrund der Standardabweichung σ_{x_j} der Argumente ergibt sich zu:

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{j=1}^k a_j^2 \sigma_{x_j}^2}. \quad (\text{A.5})$$

Nach dieser Formel werden die Standardabweichungen der Deklination und Inklination des Vektors der magnetischen Flussdichte bestimmt. Diese gibt ein Maß für die Reproduzierbarkeit der Messungen.

Danksagung

Mein Dank gilt all den Menschen, die direkt oder indirekt zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Vor allem möchte ich mich bei Prof. Dr. Andreas Hördt bedanken, der es mir ermöglicht hat, nach meinem Physikstudium in seiner Arbeitsgruppe diese Arbeit anzufertigen. Neben meinem eigentlichen Projekt hatte ich so die Möglichkeit, durch die Betreuung von Praktika und Übungen auch andere Fachgebiete kennen zu lernen. Besonders hervorheben möchte ich auch die angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe, die nicht zuletzt durch Prof. Hördt's freundschaftlichen Umgang mit allen Mitarbeitern und Studenten geprägt wurde.

Neben den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich mich vor allem bei Torsten Klein und Sebastian Ehmann bedanken. Torsten hat mit seinen Kalibriermessungen wichtige Erkenntnisse für die Datenaufbereitung geliefert. Sebastian Ehmann hat wesentliche Arbeit bei der Kalibrierung und Software-Entwicklung geleistet.

Außerdem möchte ich mich auch bei allen Kollegen bedanken, die meine Arbeit durch ihren Einsatz erst möglich gemacht haben und die für Bohrlochmessungen so wichtige logistische Unterstützung geliefert haben. Thomas Grelle und Dr. Thomas Wonik vom Leibniz-Institut für Angewandte Geophysik (LIAG) haben unsere Testmessungen im Vogelsberg und in Siechenhausen ermöglicht. Dr. Jochem Kück, Christian Carnein und Martin Töpfer sind Mitglieder der Operational Support Group (OSG) vom Helmholtz-Zentrum Potsdam Deutsches GeoForschungsZentrum (GFZ) und des International Continental Drilling Program (ICDP) und haben neben weiteren Testmessungen auch die Messung in der Outokumpu-Tiefbohrung begleitet. Ohne deren technischen Sachverstand und umfangreicher Erfahrung im wissenschaftlichen Messen, wäre dieses Projekt nicht durchzuführen gewesen. Besonders bei Jochem Kück möchte ich mich auch für die Unterstützung nach der Messung durch zahlreiche Gespräche und für die zur Verfügung gestellten Daten bedanken.

Die für die Vermessung der Bohrung nötige Ausrüstung und Software wurde von Dirk Vogel und Dr. Björn Riedel, Institut für Geodäsie und Photogrammetrie (IGP) zur Verfügung gestellt.

Prof. Dr. Ilmo T. Kukkonen vom Geological Survey of Finland (GTK) ist für das Outokumpu-Tiefbohr-Projekt verantwortlich und hat durch seine Unterstützung den Einsatz des GBM in der Bohrung erst ermöglicht. Des Weiteren hat er durch Bereitstellung weiterer Daten, diversen anregenden Unterhaltungen, so wie seiner konstruktiven Kritik an Veröffentlichungen diese Arbeit positiv beeinflusst.

Bei Frank Dietze und Dr. Agnes Kontny (Karlsruher Institut für Technologie, Institut für angewandte Geophysik, Abteilung Strukturgeologie und Tektonophysik) möchte ich mich für die vielfältige Unterstützung und enge Zusammenarbeit bei der Interpretation

der Outokumpu-Formation bedanken. Zusammen mit Dr. Merii-Lisa Airo (GTK) ermöglichten sie durch Messungen an zahlreichen Kernproben den Vergleich und die integrierte Interpretation von "In-situ"- und Labormessungen der Gesteinsmagnetisierung.

Ich danke Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier für die Bereitschaft, Zweitgutachter dieser Dissertation zu sein.

Zu besonderem Dank bin ich Dr. Martin Leven und Prof. Dr. Erich Steveling verpflichtet. Diese haben in jahrelanger Arbeit das GBM entwickelt, getestet und erfolgreich eingesetzt, so dass ich auf ein hoch präzises und ausgereiftes System und einen umfangreichen Erfahrungsschatz zurückgreifen konnte. Durch ihre intensive und kompetente Unterstützung während meiner gesamten Arbeit haben sie maßgeblich zum Erfolg des Projektes beigetragen.

Zuletzt möchte ich mich von Herzen bei meinen Eltern und meiner Familie bedanken, die mich auf dem gesamten Lebensweg unterstützt haben, sowie bei Iris für ihre Liebe und Unterstützung.

Dieses Projekt wird finanziert von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG, Ho 1506/16 1, LE 1293/1 1)